



***Facultad  
de  
Ciencias***

**MODELADO INTEGRAL DE UN SISTEMA DE  
ÓPTICA ADAPTATIVA MEDIANTE LA  
BIBLIOTECA DE SOFTWARE PROPER**  
(Integral modeling of an adaptive optics  
system using PROPER software library)

Trabajo de Fin de Grado  
para acceder al

**GRADO EN FÍSICA**

**Autor: Diego Rosich Velarde**

**Director: Pedro José Valle Herrero**

**Junio - 2021**

## Resumen

En este proyecto se ha llevado a cabo el modelado numérico de sistemas ópticos reales basado en la teoría electromagnética de la propagación de la luz conocida como Óptica de Fourier. En particular se ha utilizado Matlab para realizar una nueva implementación de una biblioteca de software llamada PROPER la cual cuenta con versiones optimizadas de algoritmos comunes de la óptica electromagnética (espectro angular y aproximación de Fresnel) para propagar un frente de onda en condiciones de campo cercano y campo lejano. En primer lugar se ha estudiado un coronógrafo de Lyot (Coronógrafo UC desarrollado por el grupo de óptica de la Universidad de Cantabria) que ya había sido modelado por un método anterior, para verificar la implementación del nuevo código y conseguir resultados que no podían ser obtenidos con el cálculo antiguo. En segundo lugar, el estudio más extenso ha consistido en el modelado de un sistema de óptica adaptativa binaria, más concretamente del sensor de frente de onda del tipo PDI (interferómetro de punto de difracción) perteneciente a un montaje experimental real también desarrollado por el grupo de óptica de la UC. Se ha investigado la efectividad del sensor en función de sus parámetros físicos (tipo de máscara utilizada, distancia focal, posición axial de la máscara) así como su comportamiento al utilizar luz policromática de una determinada anchura espectral.

**Palabras clave:** Simulación, Óptica de Fourier, coronógrafo, PDI, óptica adaptativa

## Abstract

In this project the numerical modeling of real optics systems based on the electromagnetic theory of light propagation known as Fourier Optics has been carried out. In particular, Matlab has been used to perform a new implementation of a software library known as PROPER which has optimized versions of common algorithms of electromagnetic optics (angular spectrum and Fresnel approximation) to propagate a wavefront in near-field and far-field conditions. These are first used to study a Lyot coronagraph (Coronógrafo UC developed by the optics group of the University of Cantabria) which had already been modelled by a previous method to verify the new code implementation and to get results which could not be obtained with the old method. Secondly, the most extensive study consisted in the modeling of a binary adaptive optics system, the PDI (point diffraction interferometer) wavefront sensor to be more precise which belongs to a real experimental setup developed by the UC's optics group as well. The effectiveness of the sensor as a function of it's physical parameters (the type of mask used, the focal distance, axial position of the mask) has been studied as well as it's behaviour when using polichromatic light of a certain bandwidth.

**Key words:** Simulation, Fourier Optics, coronagraph, PDI, adaptive optics

## **Agradecimientos**

A mi familia, en particular a mi madre y a mi padre por haberme apoyado incesablemente durante estos cuatro años que he sido universitario y porque he contado con su paciencia, amor y confianza durante cada segundo que he vivido. Muchas gracias.

A mis amigos, tanto los que han estado a mi lado desde que tengo uso de razón como los que he conocido en la universidad. Cada momento que he pasado con vosotros he sido feliz y me siento muy afortunado de haberos conocido a todos y cada uno de vosotros.

A mi director Pedro por su paciencia y por guiarme durante estos cuatro meses.

A mi periquito Chimuelo, quien me ha acompañado hasta altas horas de la madrugada mientras redactaba este proyecto.

# Índice general

<b>1. Motivación y objetivos</b>	<b>1</b>
<b>2. Introducción</b>	<b>3</b>
2.1. Fundamento teórico. Óptica de Fourier . . . . .	3
2.1.1. Difracción de Fresnel . . . . .	3
2.1.2. Aproximación de espectro angular . . . . .	6
2.1.3. Cambio de fase producido por una lente . . . . .	8
2.2. Biblioteca de software PROPER . . . . .	9
<b>3. Verificación de PROPER - Coronógrafo de Lyot</b>	<b>12</b>
3.1. Descripción del coronógrafo de Lyot . . . . .	12
3.2. Simulación . . . . .	15
3.2.1. Verificación del funcionamiento de las rutinas . . . . .	15
3.2.2. Conclusión de la verificación . . . . .	19
3.3. Resultados adicionales. Cálculo policromático . . . . .	19
<b>4. Interferómetro de punto de difracción (PDI)</b>	<b>23</b>
4.1. Óptica adaptativa . . . . .	23
4.2. Descripción del PDI y de las máscaras utilizadas . . . . .	24
4.3. Simulación . . . . .	29
4.4. Comparación de las máscaras del PDI . . . . .	30
4.5. Estudio de la distancia focal y cálculo del umbral en el PDI . . . . .	35
4.5.1. Comparación del cociente de Strehl . . . . .	36
4.5.2. Comparación de fases . . . . .	38
4.6. Efecto de la posición axial de la máscara . . . . .	41
4.7. Efecto del ancho de banda . . . . .	43
<b>5. Conclusiones</b>	<b>47</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>50</b>
<b>A. Ejemplo del código Matlab utilizado en el capítulo 3.</b>	<b>51</b>
<b>B. Ejemplo del código Matlab utilizado en el capítulo 4.</b>	<b>57</b>



# Capítulo 1

## Motivación y objetivos

Existen numerosas situaciones en las que el rendimiento de sistemas ópticos se ve seriamente afectado por la presencia de aberraciones en la onda de luz que incide en ellos. Por ejemplo, en astronomía o en comunicaciones ópticas por el espacio libre la luz sufre graves deformaciones al atravesar la atmósfera terrestre limitando así la efectividad de los dispositivos ópticos empleados. Es entonces necesario desarrollar técnicas que sean capaces de reducir las aberraciones que pueda presentar el frente de onda incidente para poder recuperar la imagen original que fue distorsionada por la turbulencia atmosférica. Este es el principal objetivo de la óptica adaptativa. Esta técnica tiene dos pasos esenciales: uno primero en el que se han de medir las distorsiones del frente de onda para después en un segundo paso tratar de compensarlas utilizando dispositivos como espejos deformables o moduladores espaciales de luz.

El grupo de óptica de la Universidad de Cantabria tiene una línea de investigación con un montaje experimental diseñado para el estudio de una de estas técnicas de óptica adaptativa: la óptica adaptativa binaria. Este trabajo entonces está enmarcado en uno más extenso en el que se modelarían cada uno de los elementos de este sistema óptico. Sin embargo, en el presente proyecto solo se analizará en detalle el dispositivo encargado de medir el frente de onda aberrado. En particular se estudiará un interferómetro de punto de difracción o PDI por su nombre en inglés (point diffraction interferometer).

Este estudio de sistemas ópticos se realizará desde el punto de vista de la óptica física. Desafortunadamente, no existen soluciones analíticas para la gran mayoría de los problemas que esta rama del conocimiento trata de abordar. Es por esto que resulta completamente necesario recurrir al cálculo numérico mediante ordenadores para resolver esta dificultad. Ya se han utilizado en el pasado otros métodos para modelar este sistema óptico; sin embargo, en este trabajo se pretenden realizar simulaciones más completas que incluyan cálculos en campo cercano o policromáticos, por ejemplo, que no se han podido hacer anteriormente. En particular, se han utilizado un conjunto de funciones pertenecientes a una biblioteca de software libre llamada PROPER desarrollada recientemente para modelar con la mayor precisión y nivel de detalle posibles un sistema óptico real.

En este contexto los objetivos de este trabajo incluyen el aprender el uso de la versión en

Matlab de las rutinas PROPER así como comprender la base teórica de la propagación desde el punto de vista electromagnético que está detrás de esta biblioteca de software. Se verificará el funcionamiento de estas funciones con el modelado de un sistema óptico ya estudiado por un método anterior como es el coronógrafo UC (desarrollado por el grupo de Tecnología Óptica de la Universidad de Cantabria). Los resultados que se obtengan aquí serán comparados con los obtenidos con el cálculo antiguo. Tras esta verificación se utilizarán las nuevas rutinas para estudiar el comportamiento del sensor de frente de onda de tipo PDI que forma parte del dispositivo de óptica adaptativa también desarrollado por el grupo de la UC. Se estudiará la dependencia del comportamiento del sensor con los parámetros físicos del mismo (tipo y tamaño de las máscaras utilizadas, distancias focales y posición de la máscara) así como el efecto que tiene el utilizar luz con una cierta anchura espectral.

La estructura del trabajo es entonces la siguiente. En el segundo capítulo de esta memoria se realiza una breve introducción teórica de la física que hay detrás de la propagación de la luz desde el punto de vista de la óptica electromagnética, es decir, la teoría difraccional de la formación de imágenes u Óptica de Fourier, siendo esta la descripción física de este fenómeno que emplean las rutinas PROPER. Además, se incluye una explicación de esta biblioteca de software así como una descripción de su uso y las ventajas que presenta a la hora de simular la propagación de la luz a través de elementos ópticos.

El tercer capítulo incluye el modelado de un sistema de coronografía estelar el cual ya había sido caracterizado mediante un método anterior para así poder comparar con los resultados obtenidos en este proyecto con el fin de verificar las rutinas. Además, se realiza un estudio más detallado incluyendo luz policromática y el tamaño del píxel de la cámara científica del experimento real, algo que no podía realizarse con el cálculo antiguo.

En el capítulo 4 se analiza el comportamiento del sensor de frente de onda, PDI. Este se utiliza para determinar la fase de frentes de onda que presentan aberraciones tanto deterministas basadas en polinomios de Zernike como aleatorias. Se han estudiado diversas configuraciones cambiando diferentes parámetros del dispositivo para poder analizar la efectividad del PDI para medir el frente de onda incidente.

Por último, en el capítulo 5 se muestran las conclusiones del trabajo realizado y se comentan posibles líneas de investigación que podrían continuar el trabajo realizado en este proyecto.

# Capítulo 2

## Introducción

En este capítulo se pretende, por un lado realizar un resumen del fundamento teórico en el que está basado el cálculo de la propagación de la luz y por otro presentar una breve descripción de la biblioteca de software PROPER que se va a utilizar para la simulación de sistemas ópticos.

### 2.1. Fundamento teórico. Óptica de Fourier

#### 2.1.1. Difracción de Fresnel

Existen fundamentalmente dos maneras de abordar el problema de la propagación de la luz. La primera, que parte de la teoría corpuscular de la luz de Newton, basada en la descripción geométrica de las trayectorias de los rayos emitidos por un cuerpo luminoso. Sin embargo, esta forma de entender la luz no es capaz de explicar fenómenos como la interferencia, la polarización o la difracción. Siendo este último de vital importancia para entender el comportamiento de la propagación de la luz. Para comprender estos fenómenos es necesario recurrir a la segunda manera, que tiene su origen en la teoría electromagnética de Maxwell conocida como teoría difraccional de la formación de imágenes u Óptica de Fourier.

La difracción de la onda de luz se produce cuando su extensión transversal es confinada, por ejemplo por una apertura, siendo este efecto más apreciable cuando este confinamiento es del orden de la longitud de onda de la onda luminosa [1]. Este fenómeno fue por primera vez observado por el físico y matemático italiano Francesco Maria Grimaldi en 1665 mediante un sencillo experimento en el que se dejaba pasar la luz del Sol a través de un pequeño orificio para después ser observada en una pantalla separada una cierta distancia de la apertura. Según la hasta entonces aceptada teoría corpuscular de la luz, el resultado de este simple experimento debería ser la proyección de la sombra de esta apertura sobre la pantalla, estando esta perfectamente definida, observando un cambio abrupto entre iluminación y sombra. Sin embargo, este no fue el resultado, sino que se observó que la transición entre luz y oscuridad era gradual. Se observaba un patrón consecuencia del mencionado fenómeno de difracción. Esta sorprendente ocurrencia no se puede explicar empleando la teoría corpuscular, sino que es necesaria otra manera diferente de estudiar la propagación la luz. Este nuevo punto de vista consiste en considerar a la luz como una onda electromagnética y estudiar cómo cambia este

campo electromagnético durante la propagación. Una primera descripción de este fenómeno fue dada por el francés Augustin Fresnel en 1818 usando el principio de Huygens el cual establece que cada punto de un frente de onda dado es un emisor de ondas elementales esféricas de la forma, [2]

$$u(r) = \frac{e^{ikr}}{r}$$

donde  $u(r)$  es la amplitud del campo que se propaga,  $r$  es la distancia al centro emisor de la onda y  $k = 2\pi/\lambda$  es el número de onda; y que por tanto un frente de onda posterior puede ser construido a partir de la envolvente de los frentes de onda elementales. Apoyándose en este principio Fresnel fue capaz de calcular patrones de difracción. Sin embargo, no fue hasta 1882 que no se proporcionó una descripción matemática rigurosa de este fenómeno por parte de G. Kirchhoff. Debido a una elección desafortunada de condiciones de contorno esta teoría conducía a una serie de inconsistencias en la misma que fueron posteriormente corregidas por Sommerfeld en 1894. Esta descripción se deriva dentro de la teoría electromagnética de Maxwell, haciendo uso de sus ecuaciones y aplicando una serie de teoremas fundamentales del cálculo vectorial utilizando condiciones de contorno adecuadas. Uno de los principales resultados de esta teoría es la llamada primera integral de Rayleigh-Sommerfeld, la cual proporciona una respuesta a la siguiente cuestión:

Dado un plano  $(\xi, \eta)$  en el que se conoce la distribución del campo  $U(\xi, \eta)$ , ¿cuál es la distribución del campo  $U(x, y)$  en un plano paralelo posterior separado una cierta distancia  $z$  (Figura 2.1)? Este segundo campo puede ser entonces predicho por la siguiente expresión [1]

$$U(x, y) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) \frac{e^{ikr}}{r} \cos(\theta) d\xi d\eta \quad (2.1)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda y  $r$  es la separación entre un punto del primer plano y otro en el plano de observación, dada por la siguiente expresión,

$$r = \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$$

y  $\theta$  es el ángulo que forman la normal a los planos y el vector  $r$ .

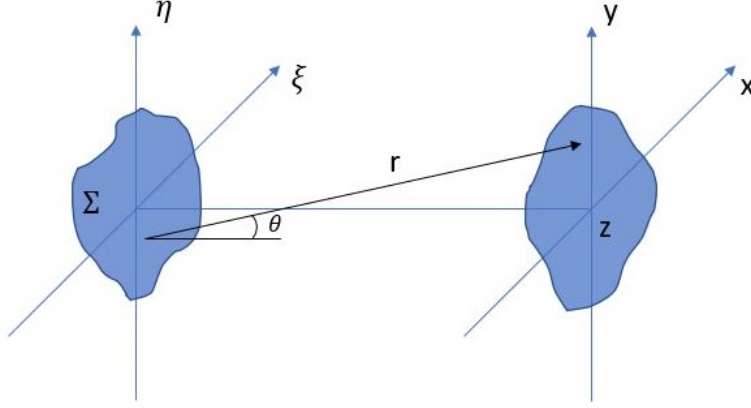


Figura 2.1: Geometría del problema de la difracción de la luz.

La ecuación (2.1) es una expresión obtenida a través de un tratamiento riguroso del carácter ondulatorio de la luz. Sin embargo, no es completamente exacta ya que para obtenerla se han empleado una serie de simplificaciones y aproximaciones. Quizás la más importante de estas aproximaciones es que esta teoría solo es válida para el estudio de la propagación de la luz en un medio dieléctrico lineal, homogéneo, isótropo, no magnético y no dispersivo. En estas condiciones todas las componentes del campo eléctrico y magnético se comportan de la misma manera y su comportamiento se puede describir mediante una única ecuación de onda escalar[1], es decir, esta es una teoría escalar de la difracción, se ignora la naturaleza vectorial de la luz.

En esta ecuación se puede apreciar el mencionado principio de Huygens. El campo en un plano separado una cierta distancia de la fuente se construye como la superposición de una serie de contribuciones de ondas esféricas elementales multiplicada cada una por un cierto coeficiente de peso que no es más que el valor del campo en el plano fuente  $U(\xi, \eta)$ .

Las soluciones de esta integral son muy difíciles de calcular. Sin embargo, en la mayoría de los casos de interés se pueden introducir una serie de aproximaciones adicionales que simplifican su cálculo en gran medida. En primer lugar, se puede considerar que las separaciones entre puntos en la dirección transversal son mucho menores que la distancia  $z$ . Esto se traduce en que  $\cos(\theta) \approx 1$ ,  $r$  se puede aproximar por  $z$  en el denominador y en el exponente se puede sustituir por su expansión binomial

$$r \approx z + \frac{1}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]$$

Introduciendo todas estas aproximaciones en la expresión (2.1) se obtiene esta versión simplificada de la primera ecuación de Rayleigh-Sommerfeld

$$U(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) e^{\frac{ik}{2z} [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]} d\xi d\eta$$

Esta es la conocida como integral de difracción de Fresnel. Se puede observar que es una integral más sencilla en la que solo aparece el campo multiplicado por un término de fase

cuadrática y un término de fase constante. En esta expresión se puede seguir apreciando el principio de Huygens, salvo que las ondas esféricas elementales que aparecían en la primera ecuación han sido sustituidas por su aproximación parabólica.

Una forma alternativa de expresar este resultado es desarrollando el binomio del exponente y factorizando fuera de la integral el término

$$e^{\frac{ik}{2z}(x^2+y^2)}$$

Con lo que se obtiene la siguiente ecuación,

$$U(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}(x^2+y^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[ U(\xi, \eta) e^{\frac{ik}{2z}(\xi^2+\eta^2)} \right] e^{-i2\pi\left(\frac{x}{\lambda z}\xi + \frac{y}{\lambda z}\eta\right)} d\xi d\eta \quad (2.2)$$

donde se puede observar que el campo en el plano  $(x, y)$  puede obtenerse como la transformada de Fourier del campo en el plano  $(\xi, \eta)$  y un factor de fase cuadrático (basta tomar  $\frac{x}{\lambda z}$  e  $\frac{y}{\lambda z}$  como variables del espacio transformado).

Una aproximación adicional puede ser llevada a cabo considerando un régimen en el que las distancias transversales  $\xi, \eta, x$ , e  $y$  son mucho más pequeñas que la distancia  $z$ . En estas condiciones, el factor de fase cuadrática que aparecía dentro de la transformada de Fourier en la expresión anterior puede ser aproximado a la unidad con lo que se llega a una expresión mucho más sencilla conocida como la integral de difracción de Fraunhofer o de campo lejano

$$U(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{-\frac{i2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta$$

donde se puede observar que en este caso, el campo en el plano final se puede obtener directamente como la transformada de Fourier del campo en el plano objeto salvo por el factor de fase constante que precede a la integral.

Nótese que ahora los límites de integración van desde menos infinito hasta más infinito. El carácter finito de la apertura que difracta la luz está implícito en la definición de  $U(\xi, \eta)$ . Es decir, si se quieren considerar los efectos de una apertura difractante basta con definir la función de transmisión  $t_A(\xi, \eta)$  de la misma como el cociente entre el campo que transmite  $U_t(\xi, \eta)$  y el que incide sobre ella  $U_i(\xi, \eta)$ ,

$$t_A(\xi, \eta) = \frac{U_t(\xi, \eta)}{U_i(\xi, \eta)} \rightarrow U_t(\xi, \eta) = U(\xi, \eta) = U_i(\xi, \eta)t_A(\xi, \eta) \quad (2.3)$$

### 2.1.2. Aproximación de espectro angular

La teoría escalar de la difracción también se puede estudiar desde el punto de vista del espectro angular del campo. Si se hace un análisis de Fourier de la distribución del campo de una perturbación monocromática (el caso policromático no se considera aquí) en cualquier plano, las diferentes componentes de Fourier se pueden identificar como ondas planas que se propagan en diferentes direcciones. Si se quiere conocer el campo en cualquier otro

plano, este se puede obtener sumando todas las contribuciones de estas ondas planas [1]. Matemáticamente esta descomposición del campo en ondas planas se puede expresar como la transformada de Fourier inversa de su espectro, es decir,

$$U(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, z\right) e^{i2\pi\left(\frac{\alpha}{\lambda}x + \frac{\beta}{\lambda}y\right)} d\frac{\alpha}{\lambda} d\frac{\beta}{\lambda} \quad (2.4)$$

donde  $A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, z\right)$  se identifica con el espectro angular del campo  $U$  definiéndose como la transformada de Fourier del mismo y  $\alpha$  y  $\beta$  son los cosenos directores correspondientes a la dirección de propagación de cada onda plana y están relacionados con sus frecuencias espaciales. A continuación, para determinar cómo se propaga el campo, basta con encontrar la relación que existe entre el espectro angular del mismo en un plano  $z = 0$  y en otro plano paralelo a este separado una cierta distancia. Imponiendo que la expresión (2.4) cumpla la ecuación de Helmholtz se encuentra que esta relación es la siguiente,[1]

$$A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, z\right) = A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, z = 0\right) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}z}$$

en esta igualdad se puede apreciar que el efecto que provoca la propagación en el espectro angular de la perturbación es simplemente un cambio en la fase de las diferentes componentes del espectro. Teniendo en cuenta esta última expresión, el campo se puede escribir de la siguiente manera,

$$U(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, 0\right) e^{i2\pi\left(\frac{\alpha}{\lambda}x + \frac{\beta}{\lambda}y\right)} \text{circ}\left(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\right) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}z} d\frac{\alpha}{\lambda} d\frac{\beta}{\lambda} \quad (2.5)$$

donde la función circular se introduce para excluir las componentes de Fourier que cumplen que  $\alpha^2 + \beta^2 > 1$ . Estas se identifican con ondas evanescentes que al no transportar energía no contribuyen en el campo propagante. La expresión (2.5) del campo difractado es lo que se conoce como aproximación de espectro angular y conduce a patrones de difracción idénticos a los que predice la teoría de Rayleigh-Sommerfeld mencionada anteriormente [3], aunque sean dos maneras de enfrentarse al problema de la difracción de la luz aparentemente diferentes.

De nuevo, la finitud de la apertura difractiva viene implícita en la definición del espectro angular en el plano  $z = 0$ . Teniendo en cuenta la expresión (2.3) y que el espectro angular  $A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, 0\right)$  se obtiene como la transformada de Fourier del campo en ese plano se tiene que,

$$A_t\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, 0\right) = TF[U_i(\xi, \eta)t_A(\xi, \eta)] \rightarrow A_t\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, 0\right) = A_i\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, 0\right) \otimes T_A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, 0\right)$$

donde se ha aplicado el teorema de la convolución de la transformada de Fourier,  $T_A$  es la transformada de Fourier de  $t_A$  y  $\otimes$  representa la operación del producto de convolución.

Estos dos puntos de vista de la teoría difraccional (difracción de Fresnel y espectro angular) permiten el estudio de la propagación de la luz a su paso por elementos ópticos teniendo en cuenta el carácter de onda electromagnética de la luz y son la descripción física de la propagación que se va a emplear para el modelado de sistemas ópticos en el presente proyecto.

### 2.1.3. Cambio de fase producido por una lente

Las lentes son elementos de vital importancia en todo sistema de formación de imágenes. En este trabajo se van a utilizar en todo momento estos dispositivos para formar las imágenes de los campos difractados por los elementos del sistema óptico que se esté modelando. Es por esto que es importante conocer cómo afectan a la luz que se propaga a través de ellas.

Una lente introduce un desfase en el frente de onda proporcional al espesor de la misma en cada punto, es decir, la función que describe la transmisión del campo en la lente se puede definir como

$$t_l(x, y) = e^{ik(n-1)\Delta(x,y)}$$

donde  $n$  es el índice de refracción del material de la lente y  $\Delta(x, y)$  es lo que se conoce como función de espesor de la lente. Mediante un estudio de la geometría de la lente considerando sus dos superficies como esféricas convexas y llevando a cabo una aproximación paraxial esta función se puede expresar como [1],

$$\Delta(x, y) = \Delta_0 - \frac{x^2 + y^2}{2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

donde  $R_1$  y  $R_2$  son los radios de curvatura de las dos superficies de la lente y  $\Delta_0$  es el máximo espesor de la misma. Si ahora se define la distancia focal de la lente  $f$  como

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

y teniendo en cuenta la ecuación (2.3) se tiene que el campo resultante tras atravesar la lente  $U_f$  se puede relacionar con el campo que incide sobre la misma  $U_i$  como,

$$U_f = U_i e^{-i\frac{k}{2f}(x^2+y^2)} \quad (2.6)$$

donde se ha llevado a cabo la aproximación de que la amplitud del campo no sufre ningún cambio al atravesar el dispositivo, es decir,  $|t_l| = 1$ .

Por último, se debe mencionar que aunque para derivar esta última expresión se ha estudiado el caso de una lente doblemente convexa, puesto que el único parámetro que aparece en la expresión (2.6) es la focal, se puede utilizar para cualquier otro sistema óptico que se pueda describir con esta distancia como espejos o lentes con geometrías más complejas.



## 2.2. Biblioteca de software PROPER

Para poder llevar a cabo un estudio de la Óptica de Fourier es necesario recurrir al uso de ordenadores por dos motivos: como ya se ha mencionado en líneas anteriores, las integrales de difracción descritas no cuentan con soluciones analíticas en la gran mayoría de los casos exceptuando las aperturas más sencillas; por otro lado, el desarrollo de algoritmos para el cálculo de transformadas de Fourier como el de transformada rápida de Fourier (FFT por sus siglas en inglés) convierten a esta teoría en una manera computacionalmente eficiente de estudiar sistemas ópticos desde el punto de vista de la óptica ondulatoria. [4]

En este trabajo se van a emplear las rutinas pertenecientes a la biblioteca de software PROPER [5] [6]. PROPER cuenta con una serie de funciones desarrolladas para IDL, Python y Matlab basadas en el cálculo electromagnético de la propagación de la luz descrito por la teoría difraccional de Fourier resumida en la sección anterior. En este contexto, un sistema óptico se define como una serie sucesiva de llamadas a funciones pertenecientes a esta biblioteca que pueden ser intercaladas con código desarrollado por el usuario que utilice todas las herramientas del lenguaje de programación que se esté empleando. En particular, en este proyecto se va a trabajar en Matlab.

PROPER incluye un total de 64 rutinas. Las más importantes se pueden agrupar en dos categorías. Una primera que engloba los métodos necesarios para la definición de funciones que representen el sistema óptico y su ejecución. Estas tienen que ser utilizadas de una manera concreta tal y como se explicará más adelante en esta sección. El segundo bloque de funciones esenciales corresponde al formado por rutinas que se encargan de la modificación de la amplitud y la fase del frente de onda. Entre las cuales se encuentran las siguientes:

- ***'prop\_propagate'***. Propaga el frente de onda una distancia especificada por el usuario. Para propagar el frente de onda, PROPER implementa algoritmos de transformada de Fourier basados en las expresiones introducidas en el apartado anterior (expresiones (2.2) y (2.5)). El determinar el rango de validez de cada una de las aproximaciones mencionadas, aproximación de Fresnel y de espectro angular, para poder así decidir cuál de las dos utilizar puede ser algo realmente complicado a la hora de simular la propagación de ondas luminosas. Sin embargo, las rutinas empleadas en el presente trabajo determinan de manera automática cuál de las dos aproximaciones emplear. En particular, PROPER utiliza el algoritmo de espectro angular para propagar la luz hasta una posición dentro del campo cercano mientras que usa el método de Fresnel para hacerlo hasta una localización dentro del campo lejano. Para definir la frontera entre estas dos regiones utiliza la distancia de Rayleigh.
- ***'prop\_lens'***. Modifica la curvatura del frente de onda debido a una lente o a un espejo. Para ello aplica el cambio de fase que viene dado por la ecuación (2.6) derivada en la sección anterior.
- ***'prop\_zernikes'***. Permite la aplicación a la fase del frente de onda de aberraciones deterministas definidas mediante una serie de polinomios de Zernike cada uno con un

peso establecido por el usuario. Esta función será utilizada más adelante para deformar un frente de onda inicialmente plano para después intentar sensarlo y corregirlo.

- **'prop\_psd\_errormap'**. Crea un mapa de error definido mediante un perfil de densidad espectral de potencias bidimensional. Esta rutina ha sido empleada para la generación de aberraciones similares a las inducidas por la atmósfera terrestre. Los parámetros del perfil especificado han sido escogidos en todo momento para que el mapa generado fuera similar a las perturbaciones debidas a las turbulencias atmosféricas.

La biblioteca cuenta también con funciones de consulta que permiten conocer las características del frente de onda en cualquier momento durante la propagación del mismo, como pueden ser su amplitud, radio del haz luminoso, su fase, su longitud de onda, etc. Además, se incluyen algunas rutinas que permiten crear una gran variedad de aperturas y obstáculos.

Una gran ventaja del uso de PROPER viene proporcionada por unos métodos que permiten la modificación del muestreo del frente de onda. De todas estas, las más importantes y que por tanto van a ser utilizadas en este trabajo son **'prop\_magnify'** y **'prop\_pixellate'**, las cuales permiten remuestrear un frente de onda para que tenga un tamaño de discretización espacial especificado.

La estructura global de todas las funciones que utilicen esta biblioteca para definir un sistema óptico es la siguiente. Toda función ha de comenzar con la ejecución de la rutina **'prop\_begin'** que se encarga de crear el frente de onda que se va a propagar por el sistema óptico. Este ente se representa en PROPER por un array estructura de Matlab. Esta estructura contiene la matriz bidimensional que representa la amplitud compleja del frente de onda. Además, en sus campos incluye otra información adicional acerca del estado del frente de onda como la longitud de onda, el sampling o muestreo del mismo o el diámetro del haz. Tras indicarle a la rutina el tamaño de la matriz computacional, el tamaño del haz relativo a esta matriz, el diámetro del haz y la longitud de onda del mismo; esta crea la matriz que representa el frente de onda con todos sus elementos iguales a la unidad, es decir, lo inicializa con amplitud unitaria y fase constante. Una vez creado el haz luminoso, este se multiplica por la matriz que represente la pupila de entrada del sistema óptico y entonces se ha de utilizar la función **'prop\_define\_entrance'** para renormalizar el frente de onda de tal manera que tenga una intensidad total igual a la unidad. A continuación se incluirían todas las rutinas PROPER que representen el sistema óptico que se desea simular y finalmente se debe ejecutar la función **'prop\_end'** que se encarga calcular la intensidad de la onda para después darle al usuario como resultado el array con la distribución de intensidades así como el sampling en metros. Estas son las tres funciones fundamentales que han de estar presentes en cualquier código que represente un sistema óptico.

Para ejecutar cualquier función diseñada basta con una llamada a la rutina **'prop\_run'** a la que se le pasan todos los parámetros necesarios para la propagación. El cálculo llevado a cabo por la función solo utilizará una longitud de onda, es decir, realizará un cálculo monocromático de la propagación. Sin embargo, PROPER cuenta con una rutina llamada **'prop\_run\_multi'** que permite la ejecución de una función utilizando varias longitudes de

onda gracias al paquete de procesamiento paralelo de Matlab. Para ello, realiza el cálculo con cada una de ellas de manera simultánea utilizando todos los procesadores lógicos del ordenador que se esté empleando. Una vez finalizada la ejecución, todos los resultados obtenidos para cada longitud de onda pueden ser sumados para obtener una imagen policromática. Sin embargo, esto no se puede hacer directamente ya que las rutinas PROPER van modificando el sampling para que la matriz que representa la amplitud del frente de onda esté muestreada de acuerdo con el criterio de Nyquist, por lo que cada longitud de onda va a proporcionar un resultado con un muestreo diferente y, por tanto, el sumar estas matrices directamente proporcionaría un resultado incorrecto. Para solucionar esto, cuando se han realizado cálculos policromáticos, todas las imágenes resultantes han sido remuestreadas para que todas tengan un mismo sampling y entonces puedan así ser promediadas correctamente. El muestreo común que se ha empleado en todos los casos es el obtenido para la longitud de onda central de la banda de frecuencias que se esté simulando. El reescalado de la matriz de la intensidad resultante para cada longitud de onda ha podido ser llevado a cabo mediante las rutinas incluidas en la biblioteca de software mencionadas en líneas anteriores.

Por otro lado, se debe mencionar que una convención asumida por las funciones que se ha de tener en cuenta a la hora de definir el sistema óptico es que todos sus elementos (lentes, espejos, aperturas, obstáculos, etc.) deben encontrarse en una línea recta.

El uso de esta biblioteca de software se presenta aquí en contraste con el cálculo de la propagación de la luz utilizado por el grupo de Tecnología Óptica de la Universidad de Cantabria basado en hacer transformada de Fourier entre planos focales. PROPER cuenta con una serie de ventajas que lo convierten en una buena alternativa a este método. En primer lugar, el cálculo previo solo calculaba la propagación del campo electromagnético utilizando la aproximación de Fresnel anteriormente descrita. Además, este cálculo tiene un cierto rango de validez y no es adecuado para propagar el campo cualquier distancia. La biblioteca cuenta con la función '*prop\_propagate*' que como ya se ha mencionado, utiliza dos aproximaciones decidiendo automáticamente en función de la distancia a propagar cuál de las dos utilizar, siendo quizás esta funcionalidad la principal mejora que supone el uso de PROPER frente al cálculo "antiguo". Además, este método solo permite la propagación de la luz entre planos focales mientras que con las rutinas utilizadas en el presente proyecto esto no es un problema pues las funciones de la biblioteca de software permiten la propagación hasta cualquier distancia especificada.

Por otro lado, el cálculo policromático supone un gran problema para el procedimiento antiguo puesto que, como se ha mencionado anteriormente, para obtener resultados correctos es necesario modificar el muestreo del frente de onda para después poder promediar el cálculo realizado para cada longitud de onda, algo que este método no es capaz de realizar, mientras que gracias a las funciones que se incluyen en esta biblioteca de software este procedimiento adquiere un carácter mucho más sencillo.

## Capítulo 3

# Verificación de PROPER - Coronógrafo de Lyot

Antes de proceder a modelar un sistema óptico nuevo (un sistema de óptica adaptativa en el siguiente capítulo) se va a analizar un sistema estudiado previamente con el cálculo de Fresnel que es el Coronógrafo UC (un coronógrafo tipo Lyot, diseñado y construido por el Grupo de Tecnología Óptica de la UC). Esto servirá en primer lugar como una toma de contacto con las funciones PROPER que permita la familiarización con su uso. Por otro lado, mediante la comparación de los resultados obtenidos con PROPER y los calculados usando el otro método se determinará si estas rutinas funcionan correctamente y por tanto se podrá proceder al modelado de otros sistemas.

Además, después de efectuar la verificación, se ha incluido en la última sección de este capítulo un estudio nuevo consistente en considerar en la simulación luz policromática y el tamaño del píxel de la cámara CCD que registraría la imagen, un cálculo que el método anterior no permitía realizar debido a la dificultad de modificar el intervalo de muestreo.

### 3.1. Descripción del coronógrafo de Lyot

El dispositivo óptico que se va a estudiar se trata de un telescopio (telescopio William Herschel ubicado en La Palma) con un coronógrafo de Lyot [7] cuyo montaje experimental se muestra en la Figura 3.1. Este aparato es utilizado en astronomía para extinguir la luz proveniente de una estrella y así poder observar objetos en las proximidades de la misma pero que cuentan con una luminosidad mucho menor como puede ser otra estrella compañera o incluso un exoplaneta. El esquema general de un coronógrafo cuenta con dos elementos principales. Una primera máscara coronográfica encargada de eliminar gran parte de la energía de la estrella y un filtro Lyot encargado de extinguir la luz residual de la estrella producto de la difracción a través de la primera máscara. Un esquema del sistema que se va a modelar en concreto aparece en la Figura 3.2.

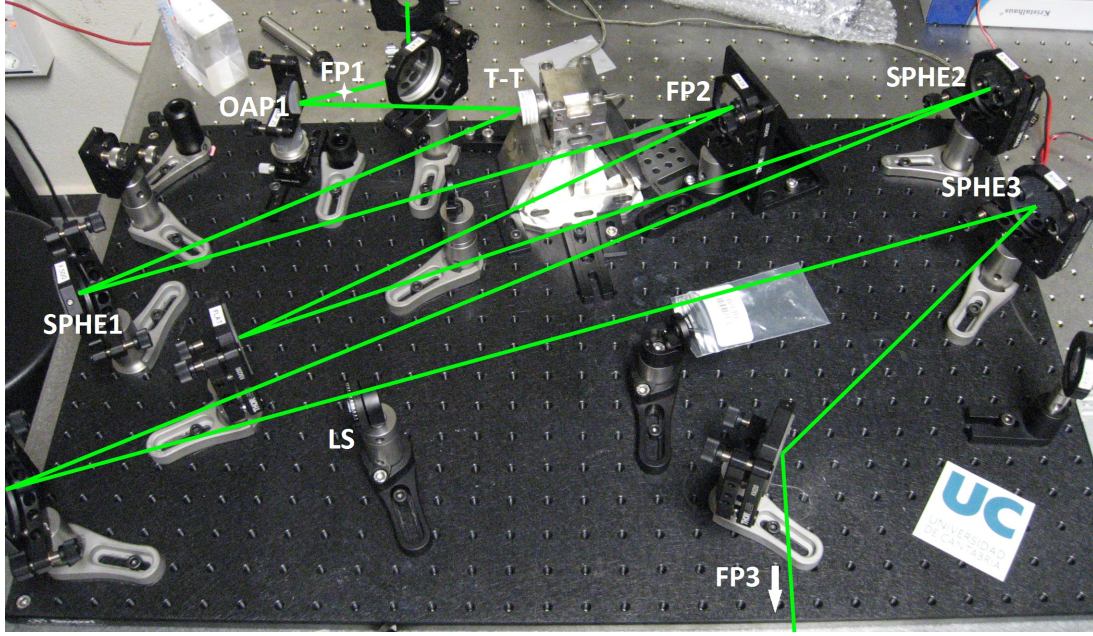


Figura 3.1: Dispositivo experimental del coronógrafo de Lyot. [7]

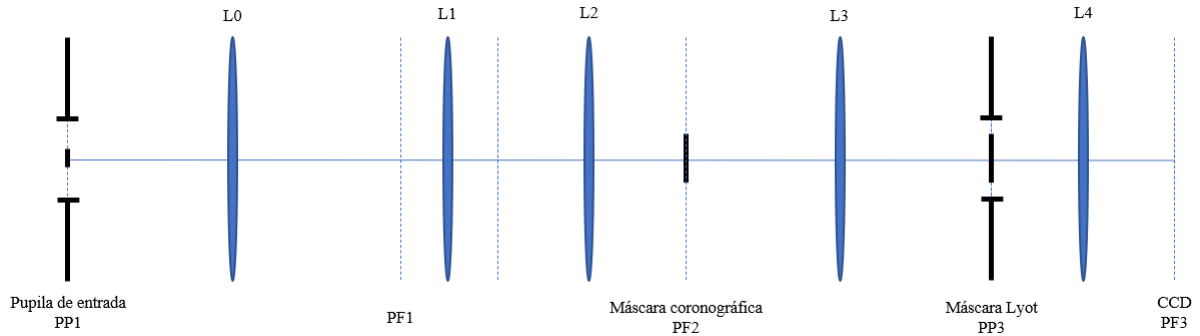


Figura 3.2: Esquema del coronógrafo simulado.

El sistema consta de tres partes claramente diferenciadas. Una primera comprendida entre el primer plano pupila (PP1) y el primer plano focal (PF1). Esta sección del dispositivo se corresponde con la disposición del telescopio William Herschel [9]. La luz entra al sistema óptico por la pupila anular del telescopio de 1210 mm de diámetro interior y 4180 mm de diámetro exterior. La luz entonces atraviesa la lente L0, de distancia focal  $f_0 = 46419$  mm, que forma imagen en PF1, siendo esta disposición equivalente al sistema de espejos del telescopio real. Aquí es donde se colocaría la primera máscara coronográfica para intentar disminuir la luz central de la estrella. Sin embargo, la imagen formada en este plano focal es demasiado pequeña y por tanto la fabricación de una máscara sería demasiado complicado. Por eso se añade un sistema de dos lentes (L1 y L2 con distancias focales  $f_1 = 25,4$  mm y  $f_2 = 500$  mm respectivamente), que escala la imagen formada en PF1, aumentando su tamaño una 20 veces, proporcionando una segunda imagen en el segundo plano focal (PF2). En PF2 se coloca ahora la máscara coronográfica. Esta es un obstáculo circular de 6.5 mm

de diámetro con una transmitancia de tipo *hardedge* (HE) o de borde duro, es decir, que esta es nula en el interior e igual a la unidad fuera. Por último, la luz atraviesa un sistema de 2 lentes (L3 y L4 con distancias focales  $f_3 = 1000$  mm y  $f_4 = 500$  mm respectivamente) que forma una imagen final en una cámara CCD situada en el tercer plano focal PF3. Entre estas dos lentes, en el tercer plano pupila (PP3), se sitúa el filtro Lyot encargado de extinguir la luz residual de la estrella. Este tiene una forma análoga a la pupila de entrada del telescopio, es decir, una pupila anular pero de 1.66 mm de diámetro interior y 3.7 mm de diámetro exterior, por lo que deja pasar menos luz que la pupila de entrada del telescopio. En cuanto a la función de transmisión de este obstáculo, en este caso se ha implementado tanto el caso de tipo HE como funciones de tipo súper gaussiano (SG). Esta función tiene la siguiente expresión general,

$$SG(n, r) = e^{\left|\frac{r-c}{\sigma}\right|^n} \quad (3.1)$$

donde  $n$  es el orden de la función,  $r$  es la coordenada radial,  $c$  es la distancia radial donde está centrada la curva y  $\sigma$  es la semi-anchura. En la Figura 3.3 se muestra un corte transversal de la transmitancia del filtro de Lyot para varios valores de  $n$  manteniendo constante la semi-anchura y el centro. Tal y como se puede ver en la figura, este tipo de filtros presenta una transición entre luz y oscuridad mucho más suave. Se puede ver también el efecto de cambiar el orden  $n$  de la curva, el paso de luz a oscuridad se hace cada vez más brusco hasta que para un orden muy alto esta presenta una transmitancia de tipo HE. Esta función ha sido utilizada puesto que los resultados que se van a emplear para comparar con los que se consigan en este trabajo fueron obtenidos mediante el uso de estas funciones apodizantes. Todos los resultados en los que se ha utilizado un Lyot SG han sido obtenidos tomando siempre  $n = 10$ .

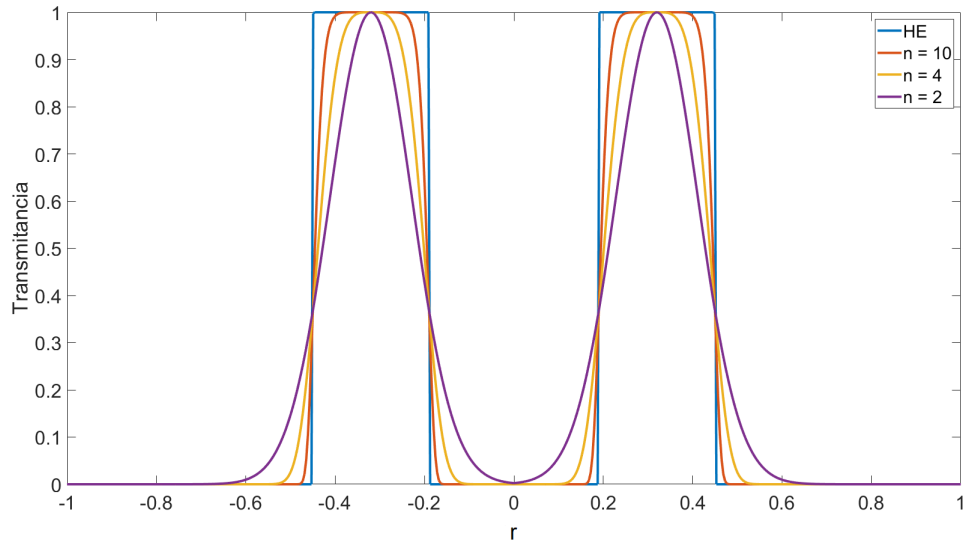


Figura 3.3: Sección transversal de la transmitancia de varios filtros de Lyot con perfiles super gaussianos de diferentes órdenes  $n$ .



## 3.2. Simulación

La simulación de este sistema mediante la biblioteca PROPER se realizó de la siguiente manera. Como se ha mencionado en la introducción, se creó una función Matlab que describía el sistema óptico del telescopio con coronógrafo y luego un script para ejecutar esta y estudiar los resultados. Aquí no se mostrará el código empleado ni se describirá en detalle su funcionamiento; sin embargo, el lector interesado podrá encontrar algún ejemplo de las líneas de código utilizadas en los apéndices de la memoria. La longitud de onda que se ha utilizado para obtener todos los resultados que se muestran en esta sección es  $\lambda = 850$  nm, es decir, luz perteneciente a la región del infrarrojo cercano. Por otra parte, el tamaño de la matriz computacional utilizada ha sido siempre de  $n = 2048$ , es decir, una malla de trabajo de  $2048 \times 2048$  píxeles. Además, siempre se ha considerado un tamaño de esta matriz de trabajo 8 veces más grande que el tamaño del haz de luz o, lo que es lo mismo, el haz al ser creado con PROPER está formado por  $256 \times 256$  puntos. Con esto se busca prevenir errores numéricos [8] como puede ser el aliasing. Por último, el diámetro del haz luminoso se ha igualado al tamaño de la pupila de entrada del sistema óptico.

### 3.2.1. Verificación del funcionamiento de las rutinas

Una primera comprobación, se basó en la comparación de las distribuciones de intensidad que fueron calculadas usando las rutinas PROPER y los patrones de difracción teóricos que se esperarían para este sistema óptico concreto. Por ejemplo, en el plano focal 1 (y en el plano focal 2 antes de aplicar la máscara coronográfica puesto que en este solo se obtendría una ampliación del campo en el primer plano focal) se debería observar el patrón de difracción propio de la pupila de entrada anular del telescopio. Esta figura se suele denominar función de dispersión de punto o psf por sus siglas en inglés (point spread function) ya que corresponde a la imagen de una fuente puntual en el infinito que produce una onda plana incidente en la pupila. Esta distribución de campo se puede obtener analíticamente como la diferencia entre la figura de difracción de una apertura circular y la del obstáculo interior, es decir,

$$U(x, y) = A_1 \left[ 2 \frac{J_1(\nu)}{\nu} - 2 \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^2 \frac{J_1 \left( \frac{D_2}{D_1} \nu \right)}{\frac{D_2}{D_1} \nu} \right]$$

donde  $A_1$  es la amplitud del campo,  $J_1$  es la primera función de Bessel de primera especie,  $D_1$  y  $D_2$  son los diámetros de la apertura y del obstáculo respectivamente y  $\nu = \sqrt{x^2 + y^2}$  es la coordenada radial. Representando en una misma figura la intensidad en el plano focal 1 obtenida empleando PROPER y la calculada utilizando la expresión analítica se obtiene la comparación que se muestra en la Figura 3.4. Solo se muestra la mitad de la sección transversal central de toda la distribución ya que es representativa de toda ella debido a que presenta simetría de revolución respecto al eje óptico del sistema. Nótese que la distribución está normalizada al valor máximo de la intensidad. En el eje de abscisas se muestra la distancia al centro expresada en unidades de  $\lambda/D$ , es decir, es la coordenada angular  $\theta = x/F$ ,

donde  $F$  es la distancia focal y  $x$  la coordenada espacial, renormalizada de la siguiente manera,

$$\bar{\theta} = \frac{\theta}{\frac{\lambda}{D}}$$

donde  $D$  es el diámetro de la pupila. Esta representación permite mostrar todas las figuras de los planos focales en una misma ya que reescala las figuras de acuerdo a las transformaciones que sufren al atravesar el sistema óptico.

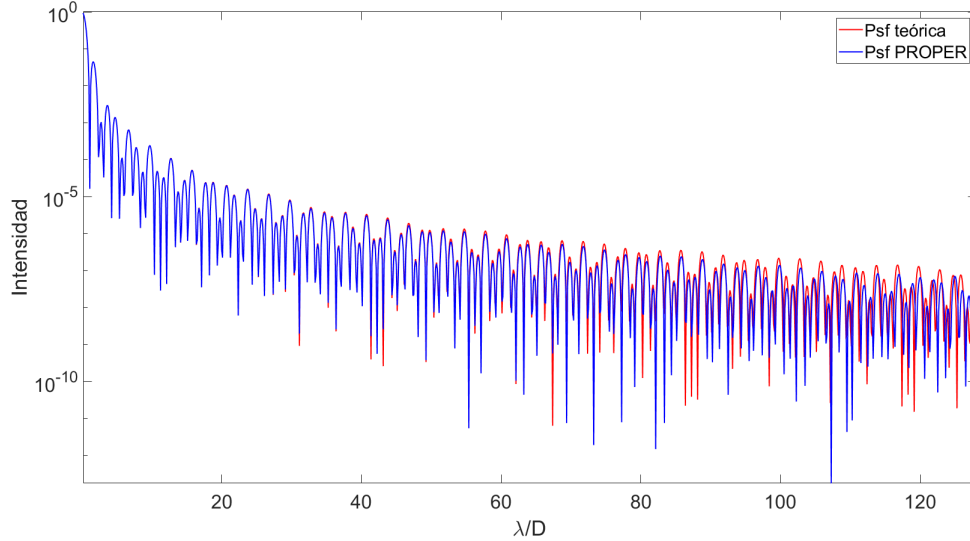


Figura 3.4: Sección transversal de la distribución de intensidad en el plano focal 1 (PF1). Se muestra tanto el cálculo analítico como el realizado con PROPER.

En esta primera comparación se puede apreciar la similitud entre los dos cálculos. En los puntos que se encuentran próximos al origen de la función de dispersión de punto no se puede distinguir entre los dos casos, ambos cálculos obtienen resultados idénticos. Sin embargo, para puntos cada vez más alejados de la región central, se pueden empezar a apreciar discrepancias. En general los picos aparecen en las mismas posiciones aunque los calculados con PROPER parecen tener valores mayores de la intensidad. Para distancias todavía mayores estas diferencias se acrecientan y los picos ya empiezan a aparecer en posiciones diferentes. En esta primera parte de verificación esto no será un problema puesto que en todo momento se estudiará el campo cerca del origen donde el cálculo numérico realizado por PROPER parece, por ahora, apropiado. Además, en las observaciones astronómicas consideradas la región de interés no supera los 50-60  $\lambda/D$ .

A continuación se puede calcular el campo en el plano focal 2 antes de aplicar la máscara coronográfica para compararlo con el campo en el primer plano focal. La figura de difracción que se ha de obtener en este segundo plano focal tiene que ser idéntica a la del PF1 puesto que las dos lentes que forman la imagen en este plano solo producen un aumento de la extensión transversal de la imagen, es decir, la reescalan para que tenga un tamaño mayor. Esta



comparación puede servir para comprobar que las rutinas PROPER propagan correctamente el campo y que no introducen errores numéricos en la simulación. Representando los dos patrones de difracción, el de PF1 y el de PF2, reescalando la coordenada radial correctamente para tener en cuenta el aumento mencionado anteriormente; en una misma gráfica, se ha obtenido la Figura 3.5.

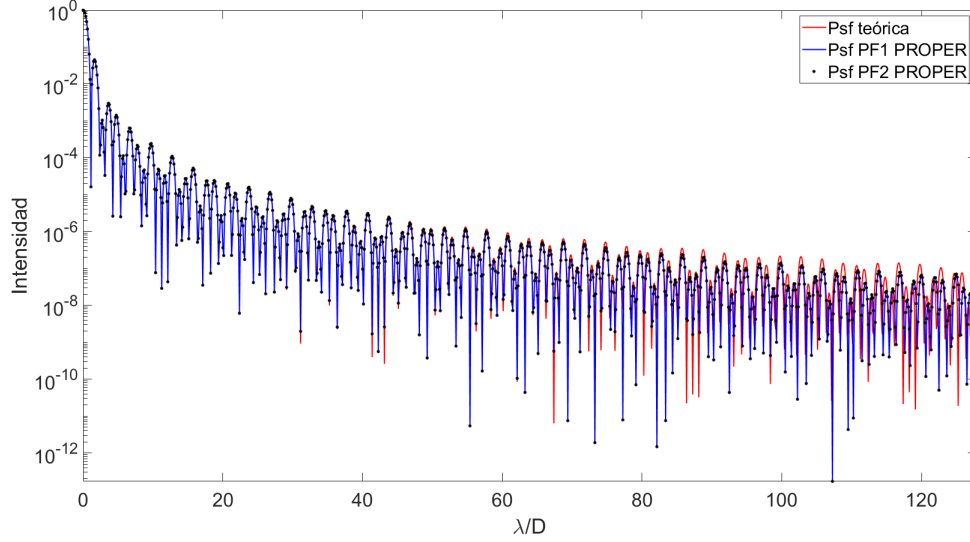


Figura 3.5: Sección transversal de la distribución de intensidad en los planos focales 1 (PF1) y 2 (PF2). Se muestra tanto el cálculo analítico como el realizado con PROPER.

En esta figura es evidente que PROPER realiza esta propagación a través de las dos lentes correctamente. En la gráfica, los puntos negros, correspondientes a los valores de la intensidad en el plano focal 2; caen perfectamente sobre la curva azul correspondiente a la intensidad en el primer plano focal. Por lo que esta comparación pone de manifiesto que estas rutinas no introducen errores numéricos importantes durante la propagación.

Se puede realizar una comprobación adicional antes de comparar con el método antiguo. Esta verificación consiste en aplicar tanto la máscara coronográfica como el filtro Lyot y discutir si la distribución de intensidad que se obtiene en el tercer plano focal (PF3), lugar en el que se colocaría la cámara CCD, se comporta como se espera. En la Figura 3.6 se muestran las intensidades calculadas cuando no se aplica ninguna máscara del coronógrafo y cuando se aplica la máscara coronográfica y el Lyot tipo SG y HE. Se puede ver que el cálculo se comporta como debería. Se aprecia una disminución de la intensidad de la luz en el centro de la psf, donde estaría centrada la estrella que se está observando. Esta disminución se produce hasta una distancia de aproximadamente  $17 \lambda/D$ , que se corresponde con el tamaño de la máscara coronográfica. Por otro lado, la búsqueda de un objeto con brillo notablemente inferior al de la estrella se realizaría siempre en la región exterior a la máscara, en este caso a partir de  $17 \lambda/D$ . Se puede ver entonces en esta figura que la intensidad de la cola de la estrella se ha reducido considerablemente. A  $40 \lambda/D$  se aprecia una disminución de aproximadamente 4 órdenes de magnitud, por ejemplo. Este es el comportamiento que permitiría

la detección de algún objeto de intensidad débil en esta región cercana a la estrella central.

También se puede comparar el rendimiento de los dos diferentes tipos de Lyot que se han implementado en este proyecto, el de transmitancia HE y el supergaussiano (SG). En este caso se espera que el Lyot SG sea más eficiente que el HE tal y como demostraron Cagigas et al. [10]. En la Figura 3.6 se puede observar este hecho. En efecto, al utilizar un filtro Lyot SG la capacidad de extinción de la luz de la estrella central es mayor. Además, la disminución de la intensidad de la cola de la estrella también es mayor que cuando se usa el filtro HE.

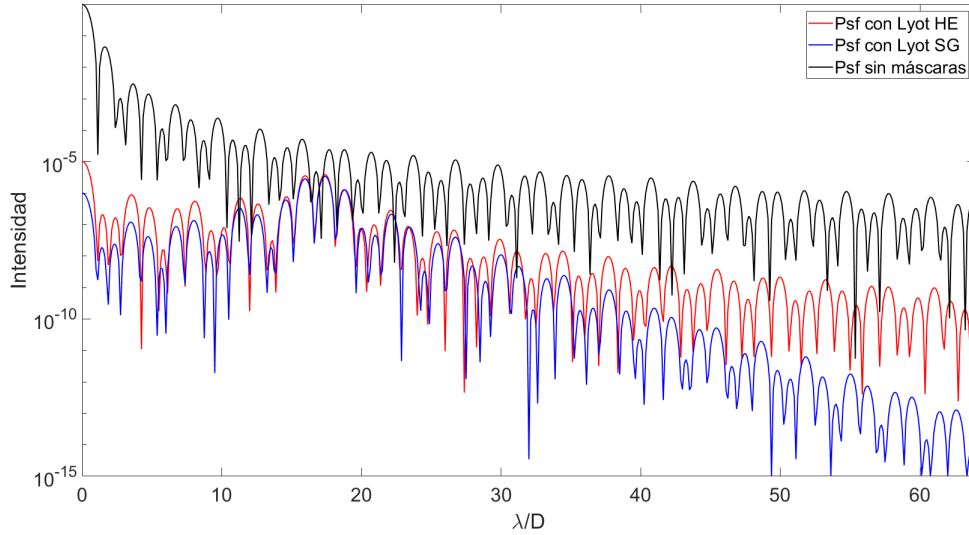


Figura 3.6: Sección transversal de la distribución de intensidad en el plano focal 3 (PF3). Se muestra tanto el cálculo realizado cuando se aplican máscaras SG y HE como cuando no se aplica ninguna.

Por último, se ha comparado el cálculo realizado con PROPER de la distribución de intensidad en el tercer plano focal con el que realizaron en 2015 Cagigas et al. [7] descrito en la sección 2.2. En ambos casos se realizó el cálculo aplicando la máscara coronográfica y el Lyot de perfil de transmitancia supergaussiana. Además, se utilizaron el mismo número de puntos, longitud de onda y relación entre el tamaño de la malla de trabajo y el del diámetro del haz. En las Figuras 3.7 y 3.8 se pueden ver ambos resultados. Una vez más, estos se corresponden en gran medida. Aún así, se pueden apreciar pequeñas discrepancias. Se puede ver que, en general, los valores de la intensidad obtenidos con las rutinas PROPER son mayores que los obtenidos con el cálculo de 2015. Sin embargo, estas diferencias no son preocupantes en ningún caso y las conclusiones que se pueden extraer de cada uno de los cálculos son idénticas.

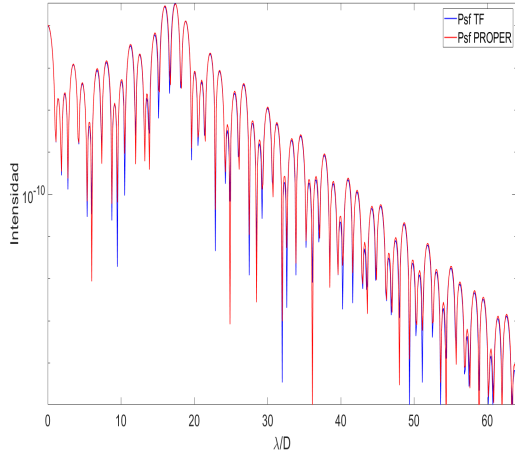


Figura 3.7: Comparación entre el cálculo de PROPER y de 2015 del campo en PF3.

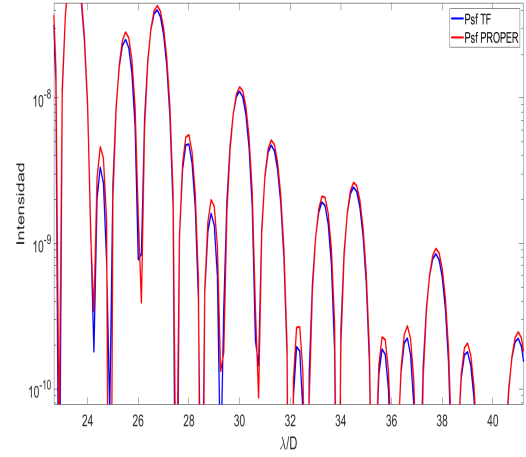


Figura 3.8: Comparación entre el cálculo de PROPER y de 2015 del campo en PF3. Vista ampliada.

### 3.2.2. Conclusión de la verificación

En base a todos los resultados obtenidos en la sección anterior se puede concluir que la verificación del correcto funcionamiento de las rutinas PROPER ha sido completada con éxito. La simulación de este sistema óptico ha proporcionado resultados que se corresponden en gran medida tanto con las predicciones teóricas como con los resultados conseguidos mediante un método numérico anterior. Las discrepancias entre el cálculo de PROPER y los otros dos han sido siempre muy pequeñas y se pueden considerar despreciables.

## 3.3. Resultados adicionales. Cálculo policromático

Una vez que las funciones PROPER han sido debidamente verificadas se puede proceder a la obtención de resultados sobre este dispositivo que no se consiguieron con el cálculo de 2015, bien porque no era posible o bien porque era demasiado tedioso, como son el cálculo considerando la anchura espectral de la luz y el tamaño finito del píxel de la cámara científica.

Todo el cálculo de la propagación de la luz a través del telescopio-coronógrafo se ha realizado considerando que esta tenía una única longitud de onda de 850 nanómetros. Sin embargo, esto en astronomía nunca es así, sino que gracias a filtros se observa una banda del espectro electromagnético con una cierta anchura. En este trabajo se ha utilizado la banda I que comprende frecuencias en la región infrarroja del espectro, en particular comprende longitudes de onda desde los 750 a los 950 nm. Como ya se ha mencionado en la introducción de esta memoria, este cálculo se puede realizar fácilmente gracias a una rutina de la biblioteca que permite el cálculo de varias longitudes de onda de manera simultánea empleando un procesador lógico del ordenador para simular la propagación de cada longitud de onda. En una primera fase, el número de procesadores lógicos era 4, por lo que solo se pudo realizar el cálculo con 4 longitudes de onda dentro de esta banda fotométrica en cada ejecución. Se realizaron entonces dos ejecuciones de tal manera que se usaron un total de 8 longitudes de

onda. En una se emplearon 0.730, 0.780, 0.830 y 0.880 nm y en otra 0.755, 0.805, 0.855 y 0.900 nm. Los resultados con cada longitud de onda fueron entonces debidamente remuestreados para poder ser promediados tal y como se explicó en el apartado 2.2. Se realizó entonces el cálculo de la propagación de la luz a través del sistema con máscara coronográfica y filtro Lyot SG. Los resultados obtenidos utilizando luz policromática se muestran en la Figura 3.9 junto con el la curva conseguida a partir del cálculo monocromático.

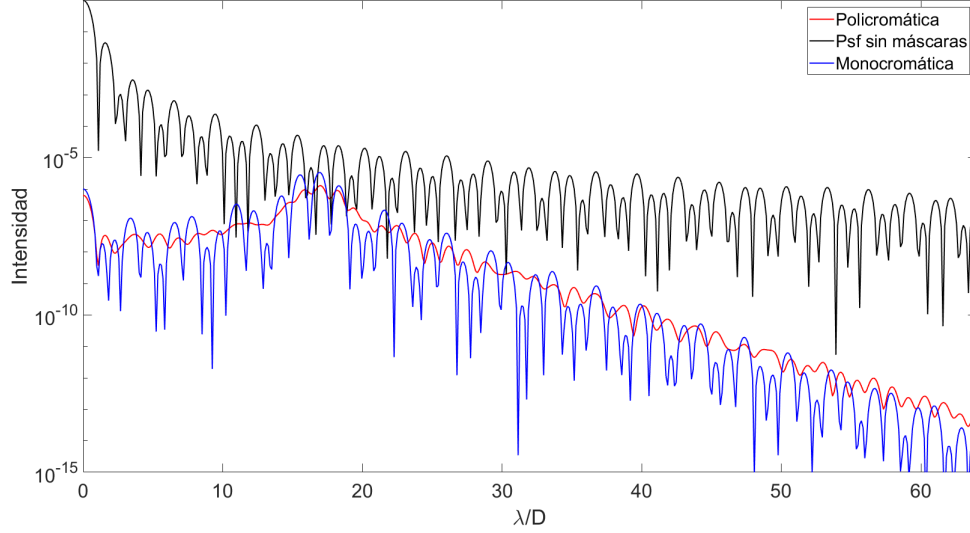


Figura 3.9: Comparación entre el cálculo monocromático y policromático del campo en PF3.

Se puede apreciar que, aunque los valores que toma la intensidad no son los mismos, el comportamiento de las dos curvas es completamente análogo. El resultado de utilizar luz con una cierta anchura espectral es un suavizado de la curva, pero la evolución de esta es la misma que en el caso monocromático y por tanto, las conclusiones que se pueden extraer de cada una de ellas son las mismas.

Ahora, se puede hacer una simulación más realista incluyendo en la simulación el tamaño del píxel de la cámara científica utilizada en el dispositivo real. La resolución de este aparato no es tan grande como la que se ha estado considerando a la hora de realizar los cálculos, es decir, el tamaño del píxel es mayor. El tamaño del intervalo de muestreo que devuelve PROPER al terminar la ejecución es  $\Delta = 11.9 \mu\text{m}/\text{píxel}$  mientras que el tamaño del píxel de la cámara CCD utilizada en el montaje experimental real es  $\Delta = 52 \mu\text{m}/\text{píxel}$ . Para poder cambiar el tamaño del píxel de la malla calculada se ha utilizado una de las rutinas pertenecientes a la biblioteca que permite integrar la imagen sobre píxeles de diferente tamaño. Del resultado obtenido, tal y como se puede ver en la Figura 3.10, se pueden extraer las mismas conclusiones que de la figura anterior. El nivel de extinción de la luz de la estrella que se calcula en los dos casos es similar. Se concluye entonces que el cálculo de la propagación a través de este sistema utilizando solo una longitud de onda es válido siempre y cuando se usen filtros lo suficientemente estrechos.

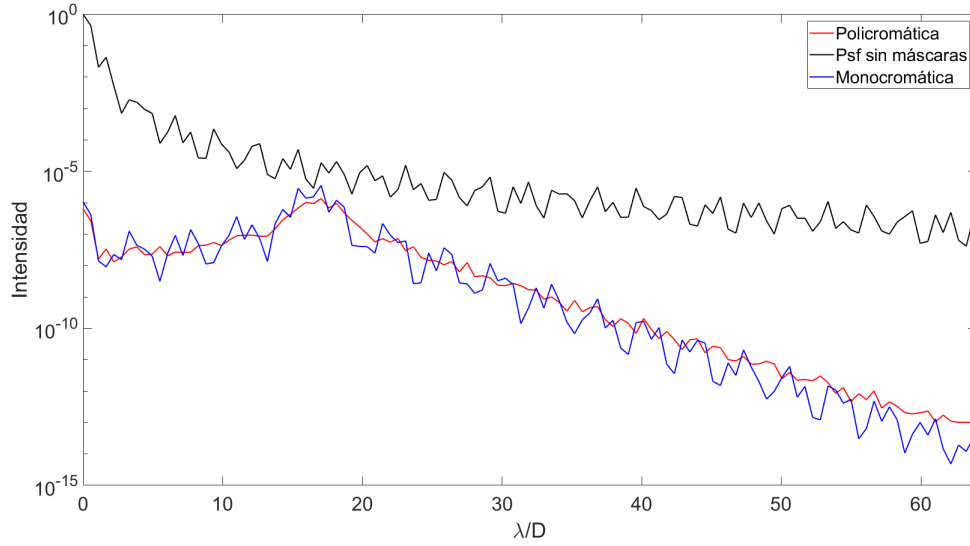


Figura 3.10: Intensidad del campo en el tercer plano focal una vez ajustado el muestreo al píxel de la CCD. Se muestran tanto los casos policromáticos y monocromáticos así como la psf obtenida sin máscaras.

Finalmente, con objeto de realizar una comparación con una imagen real obtenida del sistema binario HD 112196 en la banda I (mostrada en la Figura 3.13 [7]), se simuló la presencia de una estrella compañera con una intensidad 40 veces inferior a la del astro central y separados por una distancia angular de 1.6 segundos de arco o lo que es lo mismo, aproximadamente  $38 \lambda/D$ . Para ello se simuló el paso de la luz proveniente de cada uno de estos objetos por separado y simplemente se sumaron las intensidades resultantes. Por otra parte, para poder simular la estrella compañera se necesita que el haz no se encuentre centrado en el centro de la psf, que es donde se encuentra la estrella principal, sino que se ha de colocar en  $38 \lambda/D$ . Esto se pudo hacer introduciendo una aberración al frente de onda de tipo tilt. Para ello se le introdujo esta al frente de onda utilizando el polinomio de Zernike  $Z_2$  gracias a una rutina PROPER que permite la aplicación de este tipo de aberraciones al frente de onda. De esta manera el haz está inclinado respecto al eje del telescopio, que está en la dirección de la estrella principal. El haz inclinado produce entonces en el plano imagen una psf desplazada una cierta distancia del eje del dispositivo. En este caso también se realizó la simulación usando varias longitudes de onda tal y como se explicó en líneas anteriores y una vez más se ha tenido en cuenta el tamaño del píxel de la CCD.

La comparación entre cálculos, monocromático y policromático, se muestra en la Figura 3.11, donde se puede apreciar el pico correspondiente a la estrella compañera situado exactamente en  $38 \lambda/D$  además del efecto del coronógrafo. La luz de la estrella central se ha extinguido de tal manera que el máximo de intensidad de la psf se corresponde con el de la estrella compañera que originalmente era unas 40 veces menos brillante. Este evidente aumento de contraste es lo que permitiría observar un objeto cercano cuyo brillo es muy inferior al del principal. De nuevo, el cálculo policromático es igual de bueno que el monocromático.

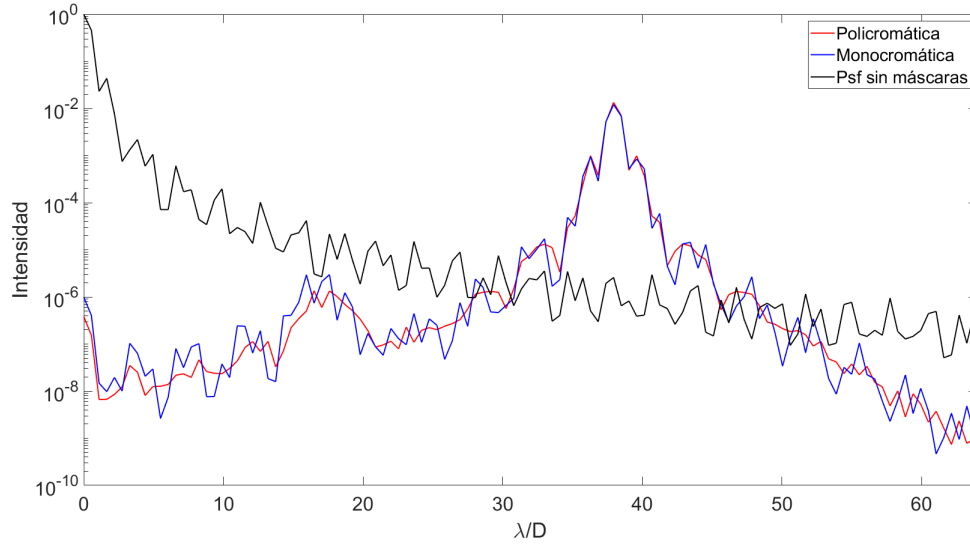


Figura 3.11: Comparación entre el cálculo monocromático y policromático del campo en PF3. En este caso se incluye la presencia de una estrella compañera.

En las Figuras 3.12 y 3.13 se muestran la imagen que se obtendría en la CCD del coronógrafo y la imagen real del sistema binario HD 112196 respectivamente, donde se puede ver en la simulación de nuevo el éxito del cálculo realizado con PROPER. Se puede apreciar en estas dos representaciones el anillo residual de la luz de la estrella central y el máximo en la posición de la estrella compañera. El contraste de la imagen simulada es muy similar al conseguido en la imagen real. Sin embargo, no se espera una reproducción exacta de los resultados experimentales puesto que en la simulación no se ha incluido ninguna fuente de distorsión (introducidas por la atmósfera o por el propio sistema óptico por ejemplo) o ruido de detección, entre otros factores.

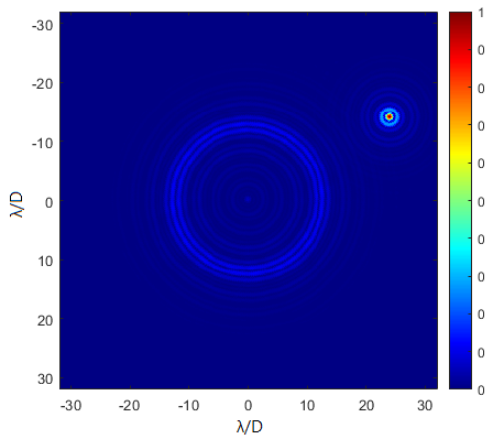


Figura 3.12: Distribución de intensidad en PF3 que muestra la estrella compañera en 1.6 arcsec.

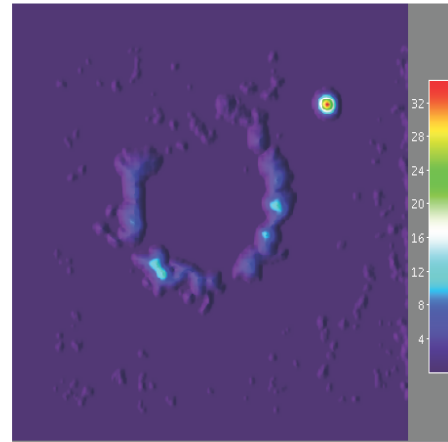


Figura 3.13: Imagen real del sistema binario HD 112196. [7]

## Capítulo 4

# Interferómetro de punto de difracción (PDI)

A continuación se va a proceder al análisis del comportamiento de un elemento de vital importancia en un sistema de óptica adaptativa real que dispone el grupo de Tecnología Óptica de la Universidad de Cantabria mediante un método más preciso y completo que el que se había utilizado previamente. Se trata del sensor de frente de onda de tipo PDI o interferómetro de punto de difracción. Este sensor es el encargado de medir la forma del frente de onda para después corregir con un modulador de fase o un espejo deformable las desviaciones respecto a un frente de onda ideal o de referencia. Se realizará primero una descripción del método de corrección del frente de onda utilizado y a continuación una explicación del dispositivo que en concreto se va a modelar. Después se analizará en diversas situaciones la efectividad del sensado del frente de onda de este dispositivo. Este estudio se realizará mediante la corrección de frentes de onda modificados por aberraciones deterministas basadas en polinomios de Zernike y aberraciones aleatorias similares a las debidas a la turbulencia de la atmósfera. Para ello se aplicará la técnica de la óptica adaptativa binaria empleando las pantallas correctoras obtenidas a partir de los interferogramas generados por el PDI. Se hará un estudio del sensor utilizando tanto luz monocromática como policromática.

### 4.1. Óptica adaptativa

Es importante poner en contexto el dispositivo utilizado. Tal y como se ha mencionado, la efectividad del sensado del frente de onda utilizando los interferogramas del PDI se va a estudiar para corregir frentes de onda aberrados mediante una técnica de óptica adaptativa: la óptica adaptativa binaria.

En astronomía terrestre, la luz emitida por objetos astronómicos como las estrellas viaja a través del espacio sin sufrir de casi ningún tipo de perturbación hasta que llega a la Tierra. Una vez aquí, para llegar a la pupila de entrada del telescopio la luz ha de atravesar la atmósfera terrestre. Si no hubiera atmósfera alguna, el telescopio crearía una imagen limitada por difracción del objeto al que apunta, lo que significa que la luz que proviene de una fuente puntual no produce una imagen puntual, sino el conocido patrón de Airy que consiste

en un disco central con una serie de anillos concéntricos. Sin embargo, en presencia de un medio perturbativo como la atmósfera este no es el caso. El efecto de la atmósfera se puede asemejar al que causarían muchas lentes pequeñas, generando cada una de ellas su propio patrón Airy. La imagen ideal inicial se convierte en motas (speckle) en movimiento a medida que las perturbaciones atmosféricas fluctúan con el tiempo.

Desde el punto de vista del frente de onda, en la ausencia de turbulencias atmosféricas, este frente de onda ideal que alcanzaría la pupila del telescopio sería una superficie plana. Sin embargo, la atmósfera provoca distorsiones en el frente de onda y lo que se obtendría sería una versión modificada del caso ideal y entonces se dice que este frente de onda presenta aberraciones. Es decir, la propagación de la luz a través de la atmósfera introduce aberraciones de fase en la onda luminosa que reducen la resolución de sistemas de formación de imagen como los telescopios situados en la Tierra.

En este contexto es entonces necesario desarrollar una manera de corregir el frente de onda distorsionado por la atmósfera terrestre y poder así recuperar el frente de onda original del objeto que se desea observar. Este es el principal objetivo de la óptica adaptativa. Esta técnica reduce el efecto de las aberraciones añadiendo diferentes valores de fase en puntos concretos del frente de onda. Para ello, primero el frente de onda que llega al sistema ha de ser medido mediante un sensor (Shack-Hartmann, de curvatura, PDI, etc.). La información obtenida por este dispositivo es después enviada a otro aparato (modulador espacial de fase SLM o espejo deformable) que se encargue de añadir la fase en los puntos en los que sea necesario para corregir el frente de onda. Sin embargo, la implementación de un sistema de óptica adaptativa es de una dificultad técnica extrema de manera que por el momento estos sistemas no son capaces de llegar a un nivel de rendimiento próximo al límite teórico [11]. Por otra parte, a principios de los 90 nace el concepto de óptica adaptativa binaria (BAO) [12]. Este método propone la utilización de máscaras de fase binarias que provoquen una variación de fase de magnitud  $\pi$  en aquellos puntos del frente de onda en los que los errores de fase sean mayores que media longitud de onda [12]. Aunque la mejor corrección que se puede teóricamente obtener con esta técnica es inferior a la que se puede conseguir con la óptica adaptativa tradicional, la óptica adaptativa binaria cuenta con una serie de ventajas, de las cuales la más importante es su sencillez técnica, que la convierten en una buena alternativa.[11]

## 4.2. Descripción del PDI y de las máscaras utilizadas

Como se ha mencionado, se necesita algún tipo de sensor de frente de onda para poder determinar en qué puntos del mismo es necesario añadir una cierta fase. Es decir, se necesita alguna manera de conocer la fase  $\phi$  del frente de onda aberrado en cada punto. En el caso de la óptica adaptativa binaria esta tarea puede ser llevada a cabo por un dispositivo que se conoce como interferómetro de punto de difracción o PDI por sus siglas en inglés. Se trata de un interferómetro de trayecto común cuya estructura general es la que se muestra en la Figura 4.1. Es un sistema 4f formado por dos lentes L1 y L2. En el plano focal común entre



las dos lentes se sitúa un obstáculo o máscara casi puntual que forma un frente de onda de referencia que interfiere con el resto del frente de onda y crea un patrón de interferencia en el plano focal imagen de la lente L2 donde se sitúa una cámara para registrar el interferograma.

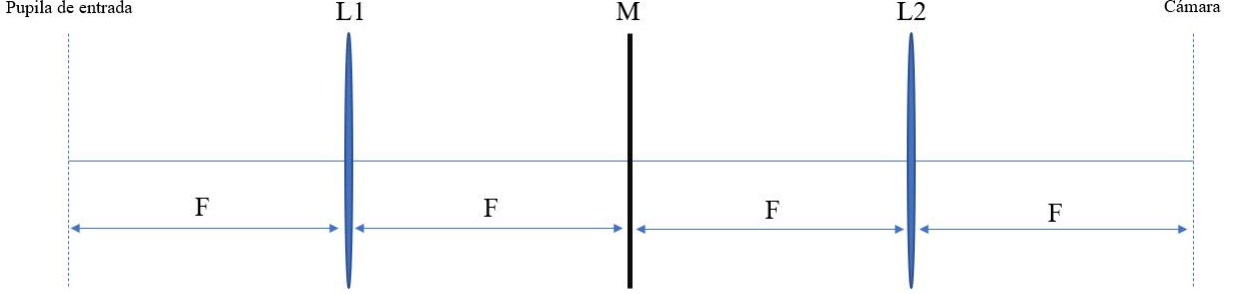


Figura 4.1: Esquema del sensor PDI.

El patrón de interferencia creado por el PDI puede ser descrito de la siguiente manera. Considerando que el campo que incide sobre la pupila de entrada del dispositivo se puede escribir como,

$$U_1(x, y) = A_1 e^{-i\phi(x, y)}$$

donde  $A_1$  es su amplitud y  $\phi(x, y)$  es su fase y que de la misma manera el frente de onda de referencia creado por la máscara del PDI es,

$$U_0(x, y) = A_0 e^{-i\phi_0}$$

donde de nuevo  $A_0$  es su amplitud y  $\phi_0$  su fase, entonces la intensidad del interferograma registrado en el plano focal de la segunda lente se puede obtener como el módulo cuadrado de la suma de estos dos campos [13], es decir,

$$I(x, y) = |A_1 e^{-i\phi(x, y)} + A_0 e^{-i\phi_0}|^2$$

desarrollando esta ecuación se llega a que la intensidad es,

$$I(x, y) = |A_1|^2 + |A_0|^2 + 2|A_1 A_0| \cos[\phi(x, y) - \phi_0] \quad (4.1)$$

Es decir, a la salida del PDI se observa un patrón con una intensidad proporcional al coseno de la diferencia de fases entre estos dos frentes de onda salvo por un término constante  $|A_1|^2 + |A_0|^2$ . Si se quiere conocer la fase del frente de onda en cada punto a partir de este interferograma es necesario que  $\phi_0$  sea una constante, es decir, que el frente de onda de referencia que se crea sea plano para que así la intensidad sea proporcional al coseno de la función de fase salvo por el factor  $\phi_0$  que provoca un desplazamiento del origen de fases. Si esta condición no se cumple, la onda de referencia tendría una cierta función de fase  $\phi_0(x, y)$ , por lo que en el plano focal de L2 se observaría una intensidad proporcional al coseno de

una nueva fase, es decir,  $I(x, y) \propto \cos(\phi(x, y) - \phi_0(x, y)) = \cos(\phi'(x, y))$ . Con lo que este interferograma no sería representativo de la aberración del frente de onda incidente y por lo tanto no se podría utilizar para corregirlo.

Volviendo al caso en el que se verifique la situación descrita, es a partir del patrón de interferencia generado de donde se determinarían los puntos del frente de onda en los que es necesario un factor de  $\pi$  en fase. Definiendo un cierto umbral, la fase de los puntos en los que la intensidad del interferograma se encuentre por encima de este valor límite será respetada, mientras que si esta se encuentra por debajo se corregirá introduciendo a la fase una corrección de  $\pi$ . De esta manera se crea una pantalla correctora que será aplicada a un frente de onda posterior para compensar las aberraciones. En este trabajo se han investigado tres definiciones del umbral diferentes, una a partir del valor medio de la intensidad del interferograma, otra a partir de la mediana y otra como la semisuma de los valores máximo y mínimo de intensidad del patrón de interferencia.

En este proyecto se han empleado dos tipos de máscaras intermedias en el PDI. En particular, se han estudiado las dos máscaras disponibles en el experimento de Cagigal et al. (2019) [11], cuyo montaje experimental se muestra en la Figura 4.2: una de amplitud y otra de fase.

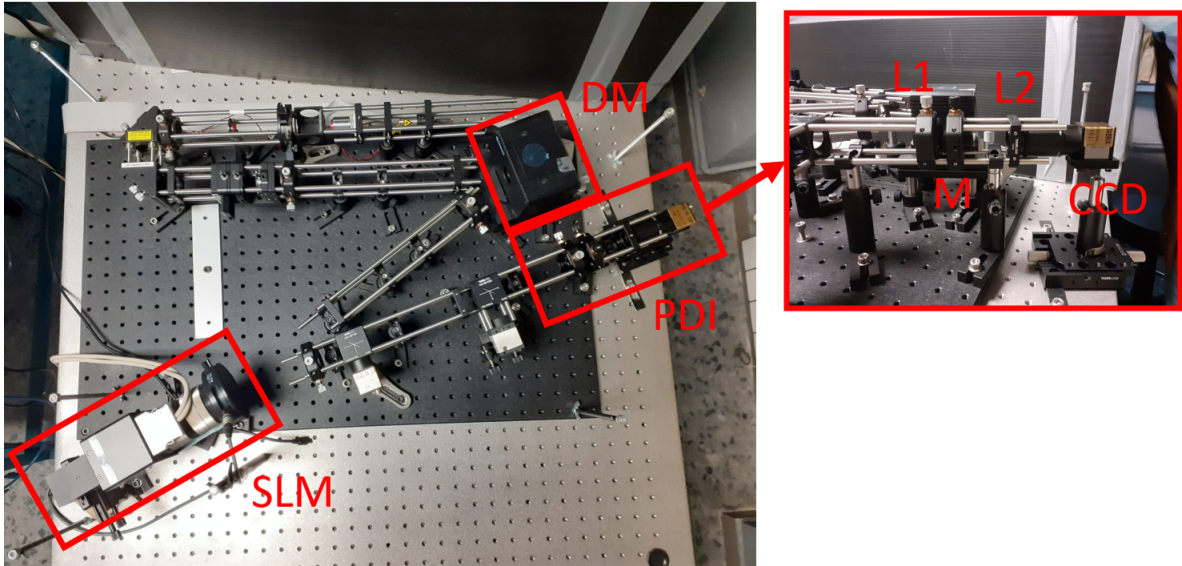


Figura 4.2: Sistema de óptica adaptativa en el que se basa este trabajo. La luz llega primero a un espejo deformable (DM) encargado de introducir aberraciones en el frente de onda. Después esta es enviada al PDI donde su frente de onda es sensado para después generar las pantallas correctoras que serán aplicadas a un frente de onda posterior mediante un modulador espacial de luz (SLM). En la figura de la derecha se muestra una ampliación del PDI.

La primera de ellas, que llamamos de amplitud, se trata de una fina película de cromo de 61 nm de espesor sobre un sustrato de vidrio transparente (se ha considerado un vidrio común o de tipo soda-lime) con un orificio central de  $7 \mu\text{m}$ . La parte recubierta de cromo cuenta con un cierto factor de transmisión y provoca, además de una disminución de amplitud, un retardo en la fase de la luz incidente que depende de la longitud de onda de la misma. En la

Figura 4.3 se puede ver un dibujo esquemático de un corte transversal de esta disposición. La luz que incide sobre esta máscara puede recorrer dos caminos diferentes: uno en el que primero atraviesa el vidrio para después cruzar la sección de cromo y otro en el que solo ha de pasar por el vidrio. Es necesario entonces estudiar el cambio de fase así como la absorción que sufre la luz al recorrer cada una de estas dos posibles trayectorias.

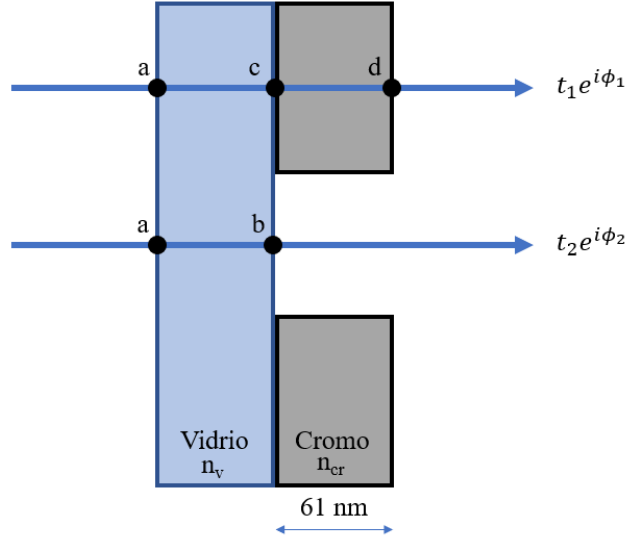


Figura 4.3: Esquema de la sección transversal del filtro de amplitud.

En primer lugar, es necesario calcular la cantidad de luz que es transmitida a través de las superficies que separan los diferentes medios presentes, i.e., se deben calcular los coeficientes de transmisión  $t$  en los puntos  $a$ ,  $b$ ,  $c$  y  $d$ . Estos pueden ser obtenidos trivialmente haciendo uso de las fórmulas de Fresnel,

$$t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$$

donde  $n_1$  es el índice de refracción del medio desde el cual incide la luz sobre la superficie que separa los dos medios involucrados y  $n_2$  es el índice de refracción del medio tras esta superficie. Aquí se manifiesta por primera vez el carácter dispersivo de la máscara puesto que, tanto el índice de refracción del vidrio como el del cromo son función de la longitud de onda. Los datos de estas magnitudes para cada longitud de onda han sido obtenidos de la base de datos disponible en el sitio web '*refractiveindex.info*'[14]. Por otro lado, el cambio de fase  $\delta$  (y en amplitud puesto que el índice de refracción del cromo es un número complejo) que sufre la onda al atravesar el cromo puede ser calculado como,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{cr} - 1)d$$

donde  $n_{cr}$  es el índice de refracción para la longitud de onda  $\lambda$  y  $d = 61$  nm es el espesor de la capa de cromo. Teniendo en cuenta estos dos factores, la luz que recorre la trayectoria que incluye el paso a través del cromo sufre el siguiente cambio en su amplitud,

$$t_1 e^{i\phi_1} = t_a t_c t_d e^\delta = t_a |t_c| e^{i\varphi_c} |t_d| e^{i\varphi_d} e^{i\delta}$$

mientras que la amplitud de la parte del haz luminoso que recorre la segunda trayectoria cambia de esta otra manera,

$$t_2 e^{i\phi_2} = t_a t_b$$

donde el origen de fases se ha tomado de tal manera que  $\phi_2 = 0$ , de ahí que aparezca un -1 en la expresión de  $\delta$ .

La segunda de las máscaras estudiadas, que llamamos de fase, tiene una región circular central de  $24 \mu\text{m}$  de diámetro que provoca un aumento de  $\pi/2$  en la fase de la luz que la atraviesa. Para representar esta máscara se han hecho dos simulaciones, una más sencilla de transición abrupta (HE) y otra más realista considerando una forma de sección cónica con un diámetro mayor de  $24 \mu\text{m}$  y uno menor de  $14 \mu\text{m}$ . El desfase introducido por la máscara entonces varía linealmente entre 0 y  $\pi/2$ . En la Figura 4.4 se puede ver un corte transversal de estas dos máscaras de fase y en la Figura 4.5 aparece una imagen microscópica de la máscara de fase utilizada en el experimento [11].

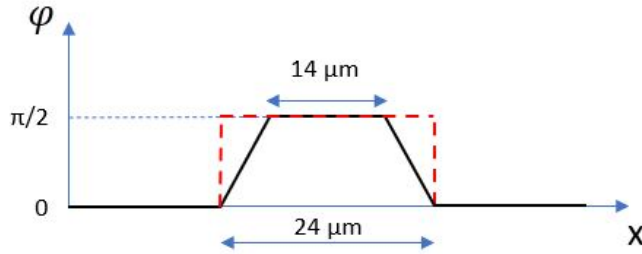


Figura 4.4: Sección transversal del perfil de las dos máscaras de fase estudiadas.

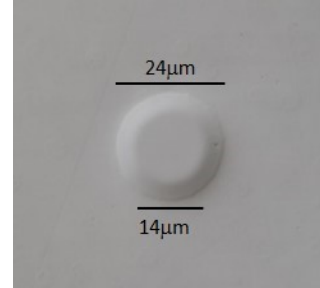


Figura 4.5: Imagen microscópica del elemento de fase. [11]

Ahora se va a proceder a la caracterización del dispositivo de sensado de frentes de onda. Se simularán las dos máscaras mencionadas en líneas anteriores y se estudiará el comportamiento del PDI en diferentes configuraciones. En primer lugar se va a describir la simulación llevada a cabo para estudiar los interferogramas generados por el interferómetro de punto de difracción y cómo a partir de estos se implementa la técnica de óptica adaptativa binaria para corregir diferentes frentes de onda. Después, se estudia el rendimiento del sistema al cambiar diferentes parámetros: la distancia focal de las lentes del sistema  $4f$ , la manera de calcular el umbral utilizado para la compensación y la posición axial de la máscara del PDI. También se estudiará el efecto de utilizar luz policromática. Todo este estudio será llevado a cabo para dos aberraciones, una determinista de tipo desenfoque y otra aleatoria; dos casos marcadamente diferentes.

### 4.3. Simulación

Para la simulación numérica del funcionamiento del PDI y la corrección se definieron dos funciones diferentes con Matlab. La primera de ellas simulaba la propagación de la luz a través del interferómetro de punto de difracción, pudiendo ser el frente de onda incidente el correspondiente a una onda plana, un frente de onda con una aberración descrita por polinomios de Zernike o un frente de onda con aberración aleatoria. El sistema era definido mediante rutinas PROPER de acuerdo con la estructura que se muestra en la Figura 4.1 utilizando inicialmente como distancia focal en ambas lentes  $F = 5$  cm. Esta función, además de calcular el interferograma, establecía el umbral y proporcionaba la pantalla de fase correctora que después compensaría el frente de onda aberrado. La otra función empleada formaba la imagen del frente de onda mediante una lente de distancia focal  $F = 10$  cm. A esta última función se le podía indicar al ejecutarla si debía o no aplicar aberraciones al frente de onda o si debía corregirlo o no usando el filtro creado por el PDI. De nuevo, ejemplos del código utilizado para conseguir todos los resultados que se muestren de ahora en adelante se encuentran en los apéndices de esta memoria.

La longitud de onda que se ha empleado para obtener todos los resultados que se mostrarán a continuación es  $\lambda = 635$  nm, siendo esta la utilizada en el laboratorio durante el experimento real. Por otro lado, la matriz computacional utilizada ha contado con un tamaño de  $2048 \times 2048$  puntos y el haz creado con PROPER ha estado formado por un total de  $256 \times 256$  píxeles al que se le ha dado un tamaño real de 0.4 cm.

Para la longitud de onda empleada, los parámetros de la máscara de amplitud han sido estimados en base a los datos proporcionados por la página web anteriormente mencionada. El coeficiente de transmisión de la parte de la máscara recubierta de cromo es de  $|t| = 0.0963$  y produce un cambio en la fase del campo incidente de 0.8077 radianes.

La forma general de corregir los frentes de onda es la siguiente. Inicialmente se aplica la aberración, determinista o aleatoria, al frente de onda y se le hace pasar por el interferómetro para obtener el correspondiente interferograma. A continuación se define el umbral y a partir de este se crea el filtro corrector como se ha explicado en la sección anterior. Ahora esta pantalla generada es aplicada al frente de onda aberrado para intentar corregirlo. De todos los frentes de onda resultantes, aberrado, corregido e ideal (sin aberraciones) se han obtenido su correspondiente imagen mediante la segunda de las funciones mencionadas en el primer párrafo de esta sección.

Por último, se debe mencionar que antes de crear las pantallas correctoras a partir del interferograma generado por el PDI hay que tener en cuenta que se trata de un sistema 4f de manera que la relación entre el plano de entrada y de salida tiene aumento lateral -1, es decir, se invierte la imagen. Este efecto no es importante cuando se están aplicando aberraciones que presenten simetría de revolución, pero en cuanto no se tenga esa simetría si se crea el filtro corrector a partir del interferograma este cambiará erróneamente la fase de algunos puntos del frente de onda por lo que no se corregirá de forma efectiva el mismo. Es por esto que antes de estudiar el patrón de interferencia ha sido necesario rotarlo  $180^\circ$  para deshacer

esta inversión producida por el sistema 4f.

## 4.4. Comparación de las máscaras del PDI

Una vez aclarados los detalles de la simulación se puede comenzar la discusión de los resultados obtenidos. En primer lugar, el PDI se utilizó para calcular los interferogramas correspondientes a frentes de onda distorsionados mediante una aberración basada en polinomios de Zernike individuales. En particular se empleó el polinomio  $Z_4 = \sqrt{3}(2r^2 - 1)$  con un cierto coeficiente  $a$ , donde  $r$  es la distancia al centro del frente de onda. Este se corresponde con una deformación de desenfoque, es decir, una vez aplicado, los puntos de igual fase no forman un plano sino una superficie convexa o cóncava. Se emplearon varios valores del coeficiente  $a$  durante el estudio, pero en esta sección, a modo de ejemplo, se muestran los resultados obtenidos utilizando  $a = 0.8\lambda = 0.8 \cdot 0.635 \cdot 10^{-6}$  m.

En la Figura 4.6 se muestran los tres interferogramas obtenidos con cada una de las tres máscaras mencionadas ((b), (c) y (d)). En esta figura aparece también una representación del coseno de la fase del frente de onda convexo ((a)). Estos interferogramas se pueden comparar con más facilidad si se representa un corte transversal de los mismos. En las Figuras 4.7 y 4.8 aparecen estas secciones. Además, se muestra el umbral calculado que se va a utilizar más adelante para obtener la máscara correctora. Este umbral, en esta primera prueba, se obtiene como la media aritmética de la intensidad de todos los puntos del interferograma.

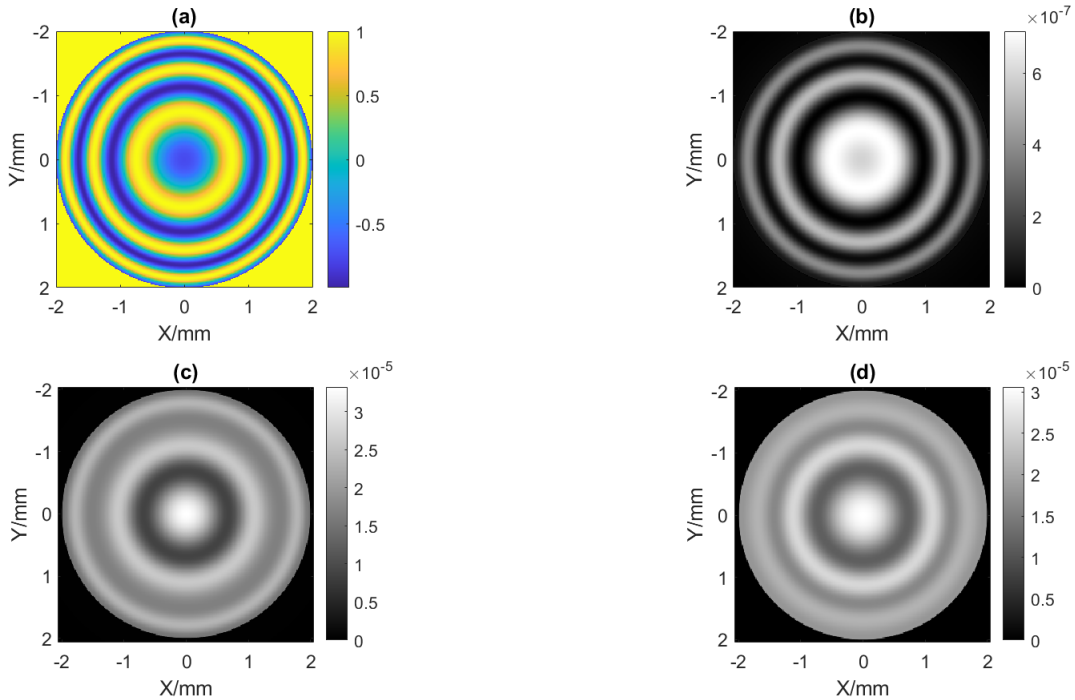


Figura 4.6: Interferogramas generados por el PDI. (a) Coseno de la fase del frente de onda. (b) Máscara de amplitud. (c) Máscara de fase HE. (d) Máscara de fase con rampa.

En estas figuras se puede observar que los patrones de interferencia generados utilizando cada máscara presentan diferencias entre sí. En particular, el interferograma obtenido con la de amplitud, aunque presenta un contraste mayor, lo que sería en principio una ventaja a la hora de umbralizarlo, tiene una intensidad notablemente inferior a la de los otros dos patrones debido al bajo factor de transmisión de la parte cromada de la máscara utilizada. Los interferogramas 4.6c y 4.6d también difieren entre sí aunque las máscaras de fase utilizadas tengan formas bastante similares. El patrón de interferencia 4.6c parece tener un mayor contraste que el 4.6d, lo que se traducirá en una mejor corrección del frente de onda aberrado.

Se puede ver que los patrones de interferencia y los umbrales son en los tres casos diferentes por lo que las pantallas correctoras que se obtendrán serán diferentes y por tanto la efectividad de la corrección se puede esperar distinta. Esta discrepancia entre los interferogramas se puede comprender también si se atiende a la expresión teórica del patrón de interferencia que se esperaría. De acuerdo con la ecuación (4.1), la intensidad registrada debe ser proporcional al coseno de la diferencia de fases del frente de onda incidente y de referencia salvo por el factor de intensidad constante, i.e.,  $I \propto \cos(\phi - \phi_0)$ . En cada una de las tres máscaras que se han considerado el valor de  $\phi_0$  es diferente, es decir, el origen de fases del coseno cambia con cada una de ellas por lo que es fácil comprender que los tres interferogramas que se muestran en las Figuras 4.7 y 4.8 presenten discrepancias entre sí. Es más, esto también puede explicar que los patrones creados usando las máscaras de fase sean muy similares mientras que ambos difieren en gran medida del conseguido mediante la de amplitud: la fase del frente de onda de referencia creado por la región central de esta es muy diferente a la del creado por las otras dos máscaras. Esto también explica que los patrones obtenidos con el PDI no se correspondan del todo con el coseno de la función de fase de la aberración de desenfoque (Figura 4.6a), pues estos no son directamente comparables. Para obtener esta imagen simplemente se ha calculado  $\cos(\phi)$ , es decir, se ha tomado  $\phi_0 = 0$ , sin embargo, como se acaba de mencionar, el valor exacto de esta fase con cada una de las máscaras es diferente. Para poder comparar estos patrones calculados con el de la Figura 4.6a se debería primero estimar  $\phi_0$  para cada una de las máscaras del PDI consideradas y después restárselo a la función de fase de la aberración.



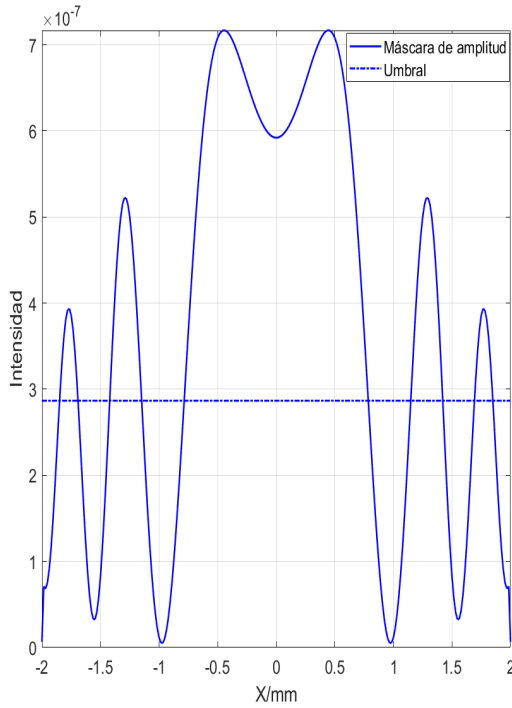


Figura 4.7: Interferograma calculado utilizando la máscara de amplitud.

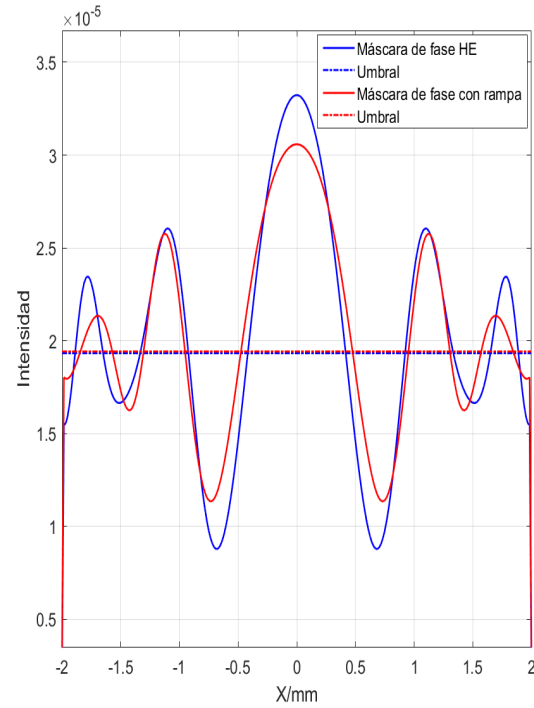


Figura 4.8: Interferogramas calculados utilizando las máscaras de fase.

El siguiente paso consiste en generar el filtro de fase binario para la corrección usando el umbral definido como la media. Para ello, a todos los puntos del frente de onda en los que la intensidad del interferograma resultante esté por debajo del umbral calculado serán corregidos. En las figuras anteriores (4.7 y 4.8) este método se entiende especialmente bien, si la intensidad del patrón de interferencia generado se encuentra por debajo de la línea horizontal, a ese punto del frente de onda se le aumentará su fase una magnitud igual a  $\pi$ . Con este procedimiento se han podido obtener tres filtros correctores, una sección transversal de los cuales aparece en la Figura 4.9. Aquí se evidencia que los tres filtros simulados corregirán diferentes puntos del frente de onda. Se puede ver que las dos máscaras de fase producen pantallas correctoras todavía bastante similares pero estas difieren en gran medida respecto a la conseguida con la de amplitud.

A partir de esta figura se podría pensar que si el filtro corrector obtenido a partir de la máscara de amplitud corrige, la conseguida mediante la de fase no lo hará o viceversa, puesto que estas dos aplican correcciones en puntos completamente diferentes. Sin embargo, como se verá más adelante ambas pantallas son capaces de corregir de forma exitosa este frente de onda aberrado.



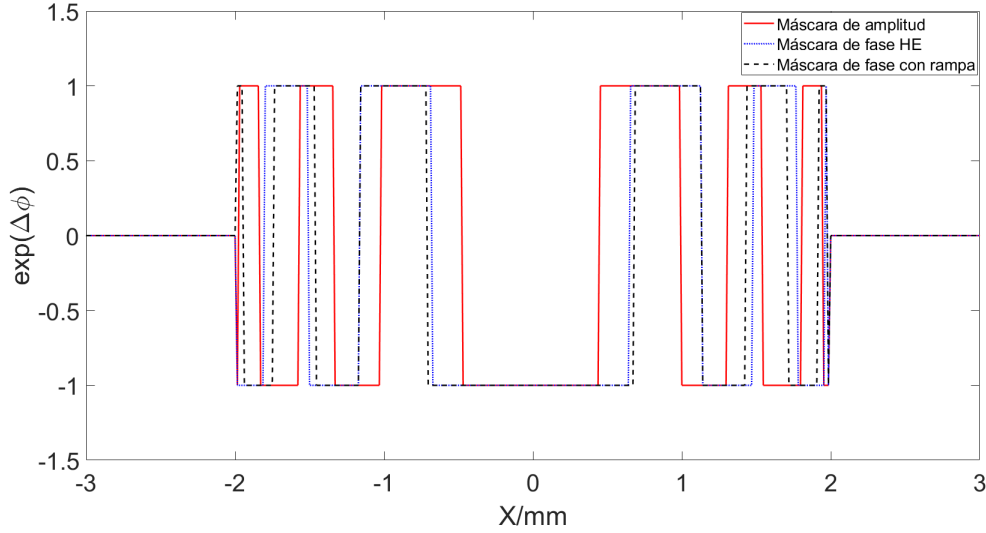


Figura 4.9: Sección transversal de las pantallas correctoras generadas por el PDI.

Como ya se ha dicho, las tres pantallas generadas han de ser aplicadas al frente de onda aberrado con el fin de corregirlo. En primer lugar esta corrección se realizó aplicando la pantalla correctora obtenida con el PDI utilizando la máscara de amplitud. En la Figura 4.10 se encuentran representados los resultados obtenidos. En la imagen 4.10d se muestra la psf completa del frente de onda aberrado y en la 4.10b aparece un corte de la misma. En estas figuras se puede ver que el patrón de Airy que se esperaba de un frente de onda plano que no ha sido perturbado (4.10a, trazo negro discontinuo) ha desaparecido completamente y se muestra una versión deformada del mismo. Además, todas las psf que se muestran están normalizadas al máximo de intensidad de la ideal, por lo que se puede ver cómo la intensidad inicial del haz luminoso se ha visto difuminada. Por otro lado, en las figuras 4.10e y 4.10c aparecen la psf del frente de onda una vez compensado y un corte de la misma respectivamente. Aquí puede apreciarse que la imagen original ha podido recuperarse en gran medida.

Una manera de determinar la calidad de la psf es mediante el uso de la relación de Strehl, que se define como el cociente entre la intensidad máxima de una psf determinada y la del caso ideal de un frente de onda no aberrado. Toma valores de 0 a 1, siendo 1 el mejor y 0 el peor de los casos. Por lo tanto, se puede utilizar para determinar cuán similares son el frente de onda aberrado y el plano. En el caso de la psf aberrada, el cociente de Strehl toma el valor  $S = 0.0057$ , un resultado realmente bajo. Pero una vez este frente de onda es corregido este factor aumenta hasta  $S = 0.41$  suponiendo una gran mejora respecto al valor anterior. Este se encuentra en torno al máximo  $S \approx 0.4$  que se puede obtener mediante la técnica de la óptica adaptativa binaria [11], por lo que se puede decir que la compensación de la aberración ha resultado exitosa.

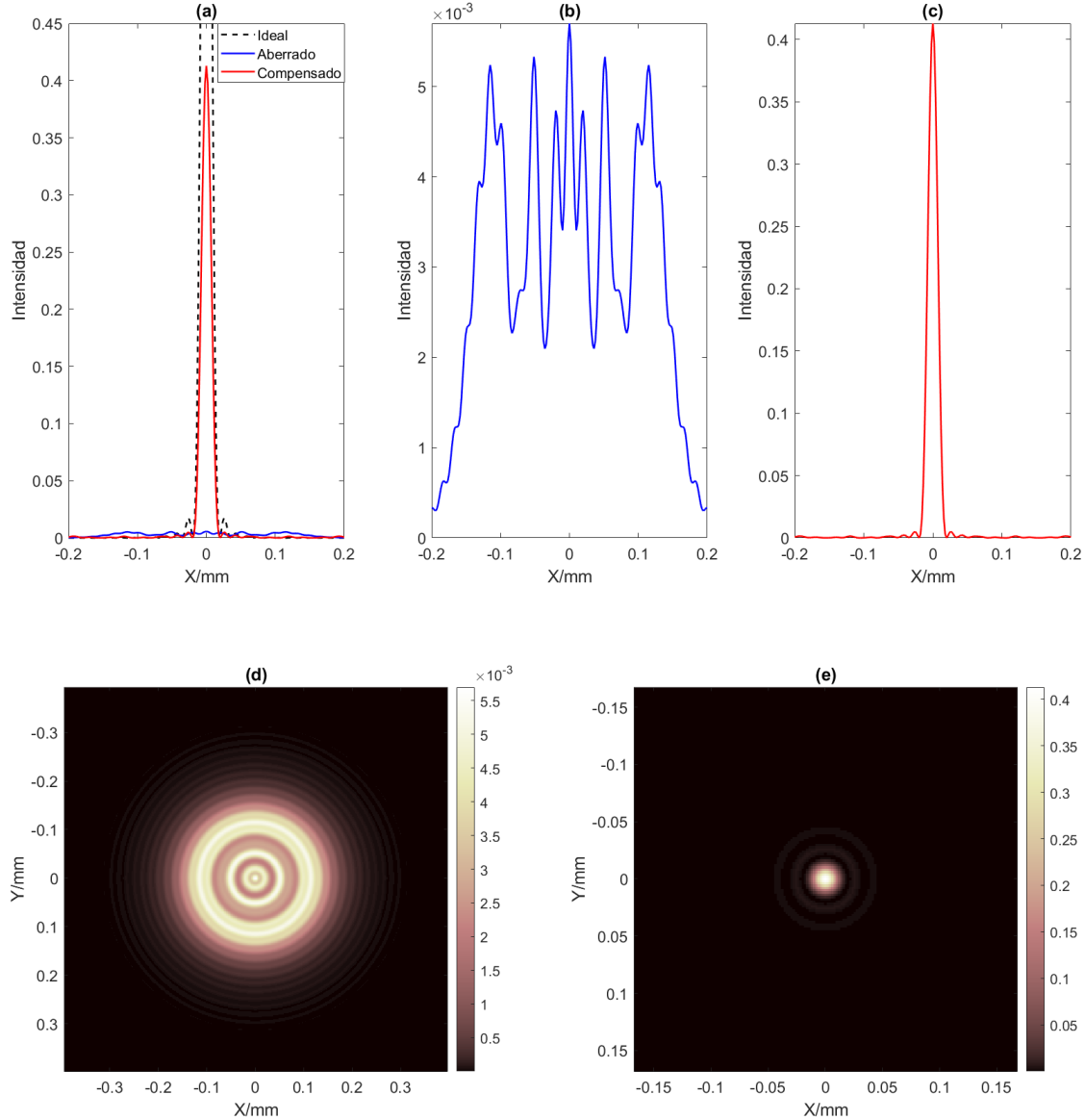


Figura 4.10: (a) Sección transversal de las psf de los frentes de onda ideal, aberrado y corregido. (b) Sección transversal de la psf del frente de onda aberrado. (c) Sección transversal de la psf del frente de onda corregido. (d) Psf completa del frente de onda aberrado. (e) Psf completa del frente de onda corregido.

Para el caso de las pantallas compensadoras generadas con el PDI utilizando las máscaras de fase, los resultados se muestran en la Figura 4.11. De nuevo, en la imagen 4.11d aparece un corte de la psf del frente de onda aberrado donde una vez más se aprecia la distorsión respecto al caso ideal (4.11a, trazo negro discontinuo). Por otra parte, en las figuras 4.11c y 4.11f aparecen las psf de los frentes de onda corregidos mediante las máscaras de fase HE y con rampa respectivamente. En 4.11b y 4.11e aparece un corte de las mismas. Se puede ver aquí que la compensación es en ambos casos inferior a la conseguida mediante el sensado del frente de onda con la máscara de amplitud en el PDI. Sin embargo, la corrección no deja de ser buena, aumentando el ratio de Strehl en dos órdenes de magnitud respecto el caso aberrado, valiendo  $S = 0.17$  en el caso de la máscara de fase de perfil HE y  $S = 0.30$  en el

de la otra.

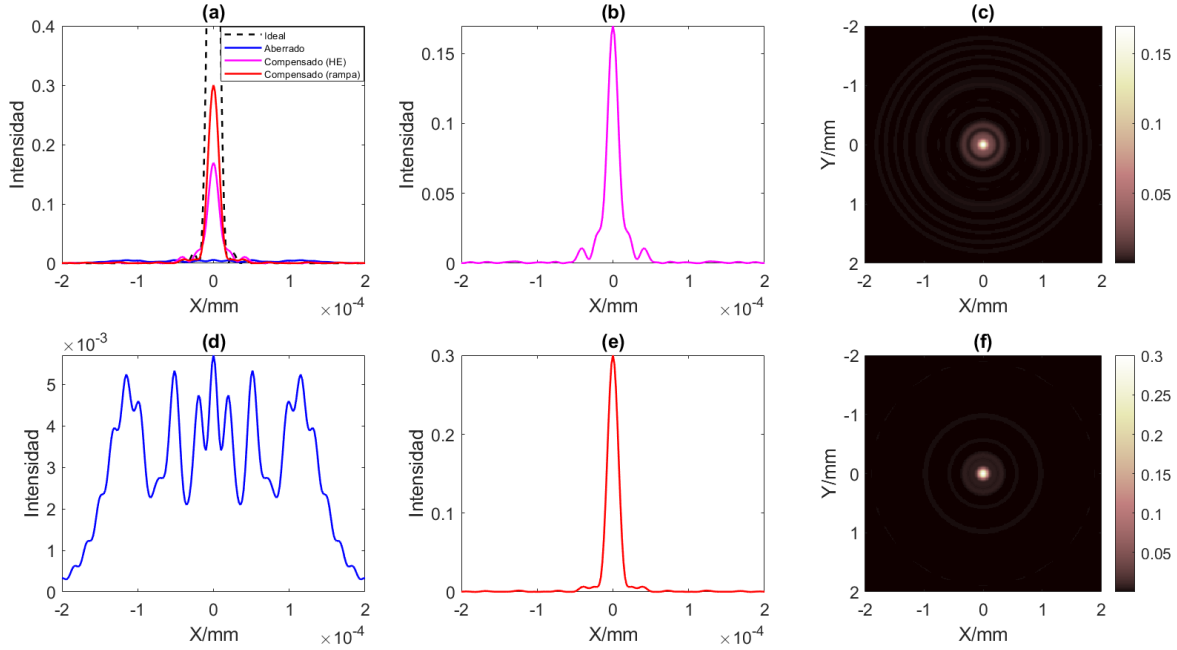


Figura 4.11: (a) Corte de las psf de los frentes de onda ideal, aberrado y corregidos. (b) Corte de la psf del frente de onda corregido usando la máscara de fase HE. (c) Psf completa del frente de onda corregido usando la máscara de fase HE. (d) Corte de la psf del frente de onda aberrado. (e) Corte de la psf del frente de onda corregido usando la máscara de fase con rampa. (f) Psf completa de la psf del frente de onda corregido usando la máscara de fase con rampa.

Con estos últimos resultados se puede concluir por un lado que el interferómetro de punto de difracción, así como las tres máscaras han sido definidos correctamente mediante las rutinas PROPER. Por otro lado, también se ha podido corregir de manera exitosa esta primera aberración determinista, con lo que cabe colegir que se está aplicando de manera adecuada la técnica de la óptica adaptativa binaria.

## 4.5. Estudio de la distancia focal y cálculo del umbral en el PDI

Para obtener los resultados de la sección anterior solo se estudió la corrección de un frente de onda con aberración de tipo desenfoque llevada a cabo con cada una de las tres máscaras introducidas anteriormente. En todos y cada uno de estos cálculos la manera de calcular el umbral y la distancia focal de las lentes del sistema 4f del PDI se han mantenido constantes. Sin embargo, cabe preguntarse cómo el comportamiento del interferómetro cambia al variar estos parámetros. En esta sección entonces se estudiará el funcionamiento del PDI al modificar tanto la focal de las lentes como el cálculo del umbral. Este cálculo se realizará tanto para la aberración de desenfoque descrita en el apartado anterior como para una de naturaleza aleatoria definida haciendo uso de una función perteneciente a la biblioteca de

software PROPER.

La deformación aleatoria del frente de onda fue creada utilizando la rutina *'prop-psd\_errormap'* descrita en la introducción de esta memoria. A esta función se le han de pasar 3 parámetros para definir el mapa de error. Varios conjuntos de valores se probaron hasta conseguir una aberración similar a la que podría producir la atmósfera terrestre, la cual al pasar por el interferómetro con la máscara de amplitud crea el patrón de interferencia que se muestra en la Figura 4.12. También se muestra la psf que forma gracias a una lente de 10 cm de distancia focal. Aquí se puede apreciar cómo esta aberración produce una cuanto menos severa deformación de la imagen original de una fuente puntual.

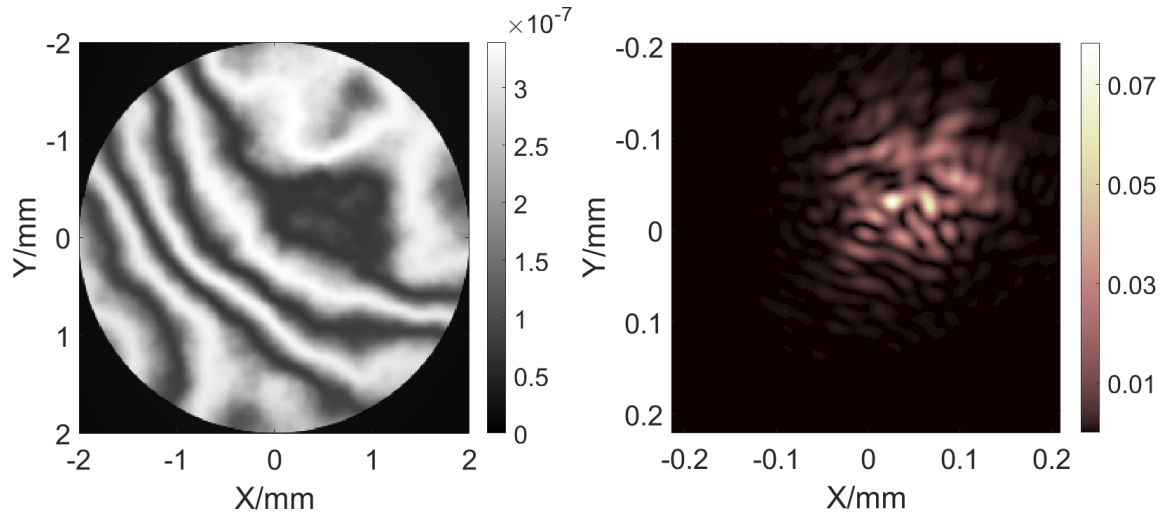


Figura 4.12: Interferograma que produce la aberración aleatoria al pasar por el PDI usando la máscara de amplitud (izquierda) e imagen que crea una lente de 10 cm de focal del frente de onda deformado (derecha).

#### 4.5.1. Comparación del cociente de Strehl

Para cada una de las dos aberraciones mencionadas se realizó una corrección del frente de onda distorsionado por éstas con varios valores de la distancia focal entre 2 y 20 cm. Se han probado también todas las configuraciones de máscaras y umbrales posibles. Como se ha mencionado anteriormente, se han definido tres umbralizaciones diferentes. Una se ha tomado como la media de la intensidad, otra como la mediana y la última como la semisuma del máximo y el mínimo de intensidad. La comparación de las diferentes configuraciones se realizó calculando las psf corregidas y midiendo el grado de corrección con el cociente de Strehl. En la Figura 4.13 se muestran los cocientes de Strehl obtenidos en función de la focal para cada una de las configuraciones del PDI, para la aberración de desenfoque (arriba) y la aleatoria (abajo).

Un rápido vistazo a las curvas que se muestran en la figura es suficiente para apreciar que, en todos los casos, la evolución del cociente de Strehl conseguido en función de la distancia focal es muy similar. Para focales pequeñas el PDI no sensa correctamente la fase del frente de onda incidente y la máscara correctora que se obtiene a partir del interferograma no

compensa adecuadamente la aberración, lo que se corresponde con valores del cociente de Strehl generalmente bajos. Sin embargo, con aumentar la focal unos cuantos milímetros es suficiente para mejorar la corrección. Tal y como se puede ver en las figuras este factor aumenta rápidamente con la focal hasta que se estabiliza en torno al máximo teórico de  $S = 0.4$ .

En todos los casos para focales pequeñas se puede ver que resulta difícil concretar cuál de los umbrales empleados realiza una mejor compensación. En ambas aberraciones para focales por debajo de aproximadamente 6 cm el comportamiento de la corrección parece cambiar completamente al utilizar diferentes configuraciones de máscaras y umbral. Sin embargo, a partir de esta distancia el comportamiento parece ser el mismo en todos los casos. La definición del umbral como la mediana de la intensidad del interferograma parece conseguir valores del cociente de Strehl en general ligeramente inferiores a los obtenidos mediante las otras definiciones del umbral. A su vez, el cálculo del umbral mediante la media o mediante la semisuma del máximo y el mínimo de la intensidad produce máscaras correctoras que compensan el frente de onda aberrado de manera muy similar.

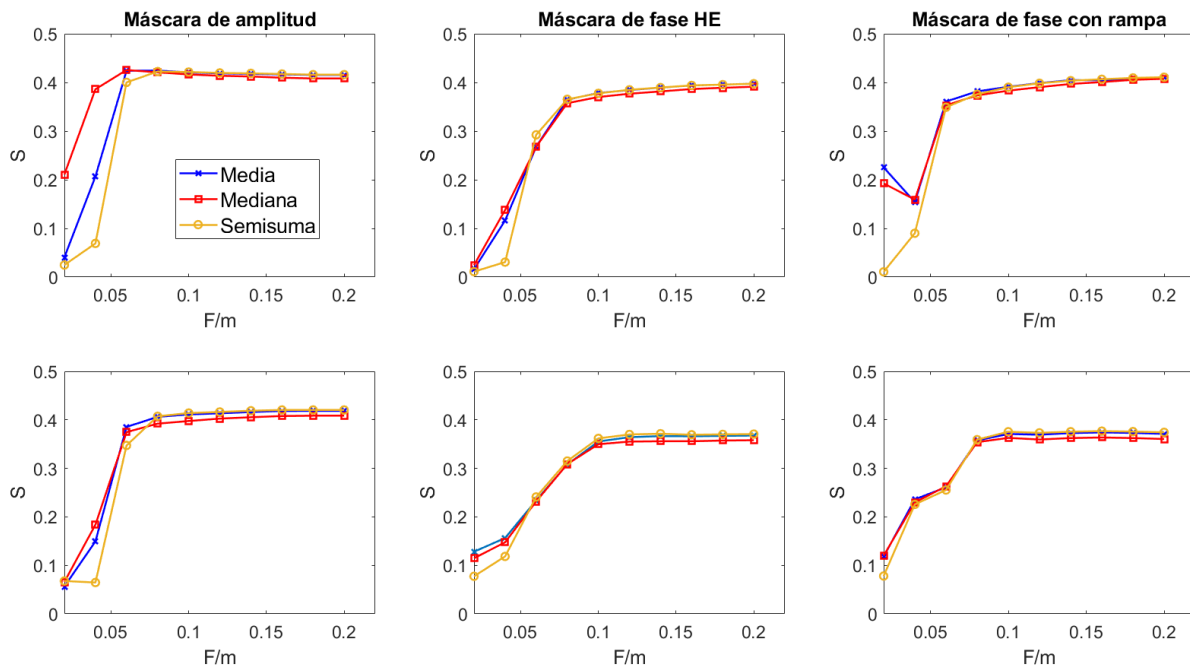


Figura 4.13: Variación del cociente de Strehl en función de la focal para todas las máscaras y umbrales considerados. Se muestra esta relación tanto para la aberración de desenfoque (arriba) como para la aleatoria (abajo).

Escogiendo por ejemplo el cálculo del umbral como la media de la intensidad podemos comparar las tres máscaras. En la Figura 4.14 se representa el Strehl conjuntamente para las tres máscaras con aberración de desenfoque (izquierda) y aleatoria (derecha). A partir de esta gráfica se puede concluir que, para las dos aberraciones que se han considerado, la máscara más adecuada para realizar el sensado del frente de onda es la de amplitud puesto que, tal y como se aprecia en la imagen, en ambos casos, para focales con las que la corrección consigue compensar con éxito el frente de onda distorsionado siempre se consiguen cocientes

de Strehl mayores usando este obstáculo que cuando se emplea cualquiera de los dos de fase. Este efecto podría ser explicado por el hecho de que en el caso de la máscara de amplitud la región central que crea el frente de onda de referencia es dos veces más pequeña que la de la máscara de fase, así que el frente de onda de referencia que es creado por esta fuente se acerca más al caso de un frente de onda plano con fase constante  $\phi_0$  necesario para que el interferograma obtenido al interferir con el resto del frente de onda incidente tenga una intensidad proporcional al coseno de la fase del mismo.

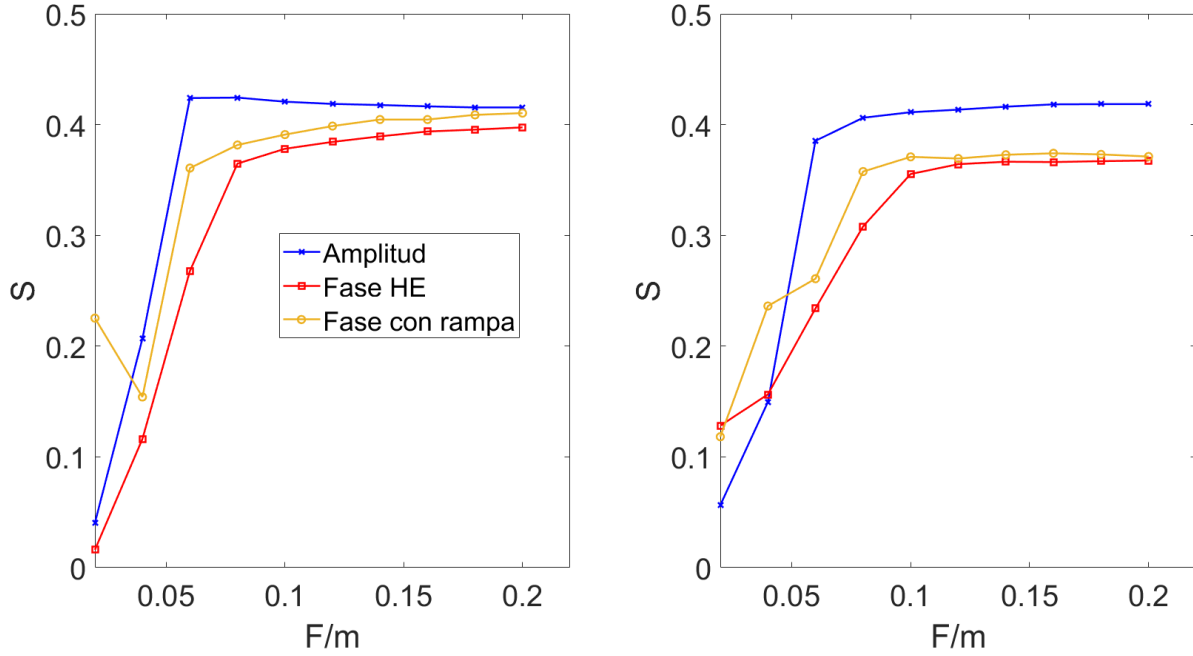


Figura 4.14: Variación del cociente de Strehl  $S$  en función de la distancia focal  $F$  para las tres máscaras estudiadas. Se muestran tanto los resultados aplicando tanto la aberración de desenfoque (izquierda) como la aleatoria (derecha).

#### 4.5.2. Comparación de fases

Para entender por qué el PDI se comporta tal y como se ha observado se van a estudiar tres situaciones distintas. Una configuración en la que la distancia focal escogida es demasiado pequeña (2 cm) y por tanto la corrección no ha funcionado, otra en la que la focal parece ser adecuada (10 cm) y se consigue compensar exitosamente y otra en la que también se consiga compensación pero utilizando una focal muy grande (20 cm).

En primer lugar, en la Figura 4.15 se muestran estos tres casos para la aberración de desenfoque utilizando el PDI con máscara de amplitud. En la primera columna se representa la intensidad en el plano focal de la primera lente del PDI para poder compararla con el tamaño del obstáculo de la máscara y tener idea de la proporción entre el campo que puede pasar y el que se difracta para crear la onda de referencia. En el caso de  $F = 2$  cm (Figura 4.15 izquierda, arriba) se aprecia que el tamaño de la región central más intensa es de 25 micras aproximadamente, comparable al tamaño de la abertura en la máscara (7 micras)

con lo que gran parte de la luz es utilizada para generar la onda de referencia y no hay interferograma útil, lo que explica que la corrección no funcione. Por otro lado, si se aumenta la focal hasta 10 cm (Figura 4.15 izquierda, centro) se puede ver que ahora el tamaño de la psf es de unas 300 micras, es decir, es más de un orden de magnitud más grande que la apertura de la máscara, por lo que ahora parece tener el tamaño adecuado, lo que se ve reflejado en una corrección exitosa. Por último, si la distancia focal crece hasta los 20 cm (Figura 4.15 izquierda, abajo) la psf aumenta todavía más con lo que la apertura central se aproxima más al comportamiento ideal de fuente puntual, por lo que la corrección también surte efecto pero la onda de referencia será cada vez más débil.

Este comportamiento también se puede estudiar atendiendo al interferograma obtenido con el PDI (Figura 4.15, columna central). En particular se puede comparar con el coseno de la fase de la aberración. Como ya se ha mencionado en líneas anteriores, cuanto más se parezcan estas dos gráficas mejor será la corrección conseguida. Sin embargo, en la sección 4.4 se explicó que para poder comparar estas dos representaciones es necesario conocer la fase  $\phi_0$ . Este valor se ha estimado tomando el argumento del cociente de la amplitud total en la región central de la máscara y la amplitud total fuera de la misma. Además, el interferograma ha sido debidamente normalizado para que tome valores entre -1 y 1 y se le ha restado el valor del umbral calculado a partir de la media para que la gráfica esté centrada en torno a este. Con todo esto estas dos gráficas ya pueden ser comparadas directamente (Figura 4.15, columna derecha).

Cuando la distancia focal es 2 cm se puede ver (Figura 4.15 derecha, arriba) que en este caso el interferograma no tiene nada que ver con el coseno de la fase, por lo que, tal y como se esperaba, la corrección no funciona. Por otro lado, al aumentar la focal hasta los 10 cm (Figura 4.15 derecha, centro) el interferograma se corresponde en gran medida con el coseno. En este caso la corrección funciona perfectamente. Por último, al utilizar una focal de 20 cm el patrón de interferencia es de nuevo casi completamente coincidente con el coseno de la fase de la aberración, con lo que la compensación funciona correctamente.

Con estos resultados parece que lo adecuado sería utilizar focales grandes para que la corrección fuera lo más efectiva posible. Sin embargo, si se observan los interferogramas completos y sin normalizar (Figura 4.15 centro) se puede ver que al aumentar este parámetro se produce una disminución tanto de la intensidad como del contraste del patrón de interferencia, por lo que es posible que la sensibilidad o el rango dinámico de la cámara que se utilizara en un experimento real a la hora de medir la intensidad no fuera suficiente como para medir correctamente el patrón. Por lo que utilizar focales muy grandes supondría grandes dificultades a la hora de por un lado medir la intensidad del interferograma y por el otro de umbralizar el mismo.

Con todo esto, las distancias focales utilizadas en el PDI deberían ser superiores a los 6 cm pero no demasiado grandes para no perder intensidad y contraste en el interferograma.

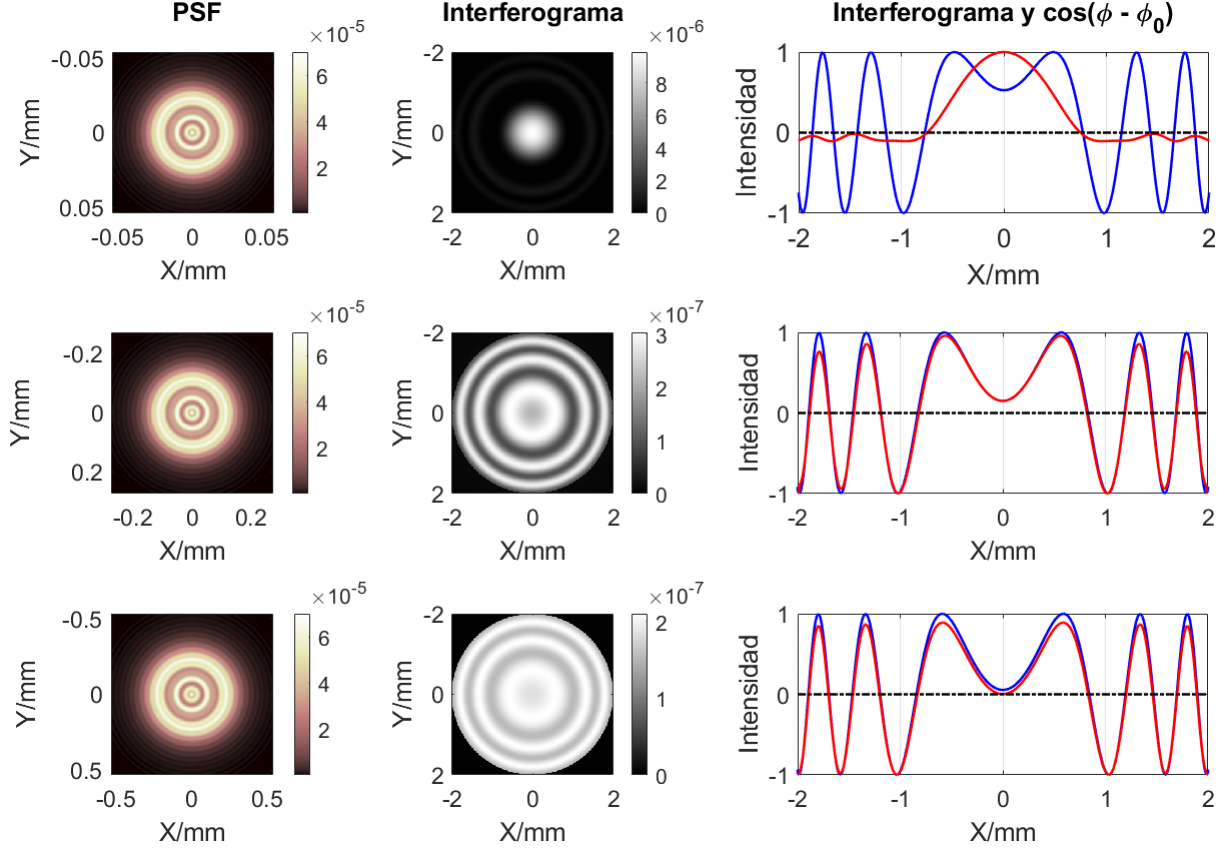


Figura 4.15: Izquierda. Psf en el plano de la máscara del PDI. Centro. Interferograma calculado. Derecha. Corte del interferograma (rojo) junto con el coseno de la fase de la aberración (azul). En cada fila se muestran los resultados para un valor de la focal. De arriba a abajo se corresponden con  $F = 2, 10$  y  $20$  cm respectivamente.

Este mismo análisis se realizó con la aberración de naturaleza aleatoria. Los resultados se pueden observar en la Figura 4.16. En este caso las conclusiones que se extraen de estas gráficas son exactamente las mismas que en el caso de la aberración de desenfoque. Sin embargo, hay que tener en cuenta que para otra aberración este podría no ser el caso. Es necesario un estudio más extenso para poder establecer los valores máximos de aberración que se pueden llegar a sensor óptimamente.

A modo de conclusión, para estas dos aberraciones concretas la corrección binaria es efectiva cuando se usan focales superiores a  $6$  cm. Sin embargo, en una situación real no se deben utilizar distancias demasiado grandes pues, como se ha podido apreciar en la simulación, esto supondría una pérdida de intensidad y contraste en el interferograma, por lo que sería muy difícil medirlo correctamente para aplicar la corrección.



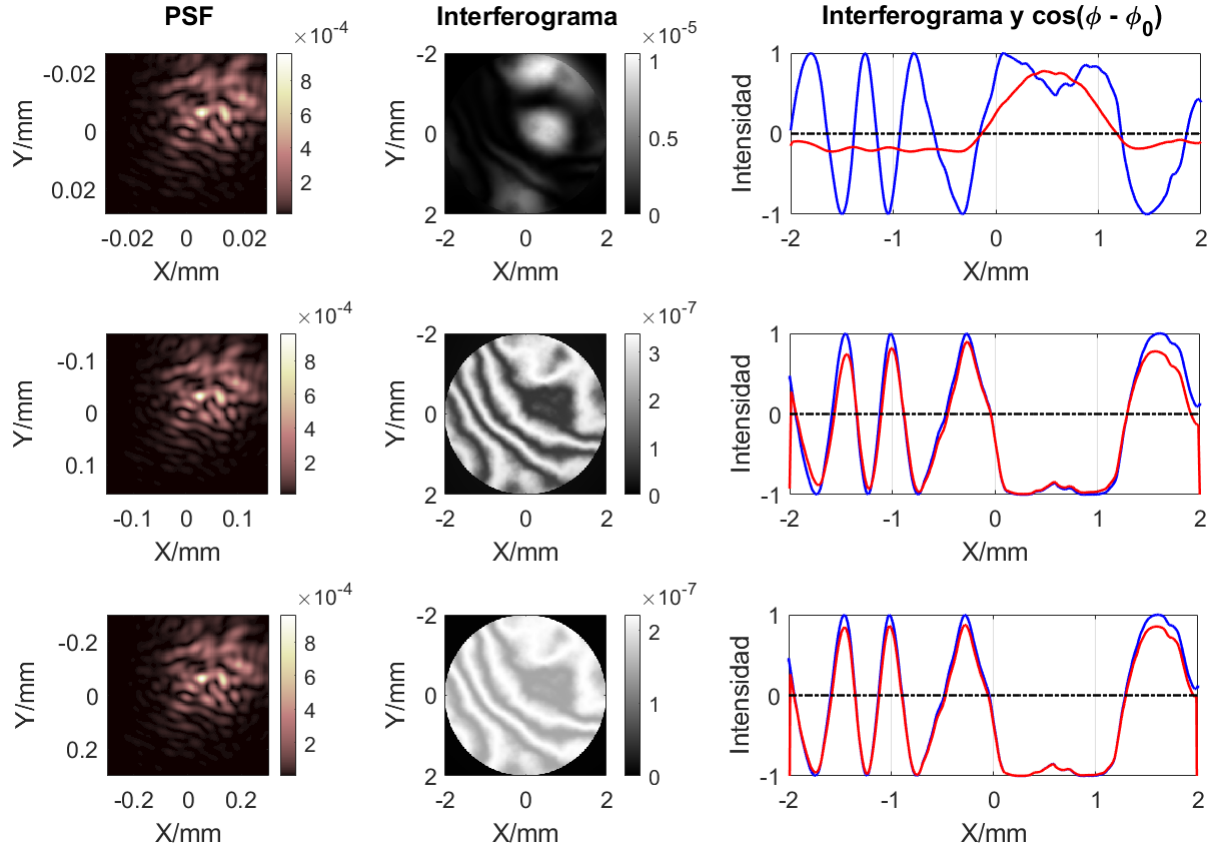


Figura 4.16: Izquierda. Psf en el plano de la máscara del PDI. Centro. Interferograma calculado. Derecha. Corte del interferograma (rojo) junto con el coseno de la fase de la aberración (azul). En cada fila se muestran los resultados para un valor de la focal. De arriba a abajo se corresponden con  $F = 2, 10$  y  $20$  cm respectivamente.

## 4.6. Efecto de la posición axial de la máscara

Hasta ahora la máscara del PDI siempre ha estado situada exactamente en el plano focal común del sistema  $4f$  en que consiste el interferómetro. Sin embargo, la posición axial del obstáculo puede ser fácilmente desplazada en un escenario real, por lo que es interesante analizar cómo se comporta el dispositivo al variar esta posición. Este estudio, de nuevo, se ha realizado para los dos tipos de aberraciones consideradas en la sección anterior. Todos los resultados que se muestran en esta sección han sido obtenidos utilizando la máscara de amplitud y una distancia focal de  $10$  cm.

En la Figura 4.17 se representa el cociente de Strehl conseguido en función del desplazamiento de la máscara central del PDI. La distancia  $0$  se corresponde con la situación en la que esta está colocada exactamente en el foco y las distancias positivas se corresponden con un desplazamiento hacia la segunda lente mientras que las negativas hacia la primera. En esta imagen se puede ver que la compensación de las dos aberraciones se comporta de manera muy similar. Es fácil apreciar que la corrección decae rápido independientemente de si el desplazamiento es hacia la primera o la segunda lente del PDI. Parece que, en general,

la compensación es más efectiva en el caso de la aberración de desenfoque que en el de la aleatoria. Además, las correcciones empeoran más rápidamente para esta segunda, aunque en ninguno de los casos la corrección empeora drásticamente. En efecto, no es hasta desplazamientos de 0.8 o 0.9 mm, una distancia cuando menos grande para un experimento de esta naturaleza, que el cociente de Strehl no baja de 0.3.

Este comportamiento general que se puede apreciar en la figura anterior puede ser explicado por el hecho de que al desplazar la máscara del plano focal el frente de onda de referencia creado por la región central del obstáculo deja de estar situado en el foco de la segunda lente del sistema 4f. Es decir, el frente de onda no sería plano al interferir con el resto de la onda incidente sino que presentaría una cierta curvatura, por lo que, al igual que ocurría en la sección anterior al utilizar focales muy pequeñas, el interferograma resultante no se corresponde con el coseno de la fase de la aberración que se pretende corregir y la compensación no es efectiva.

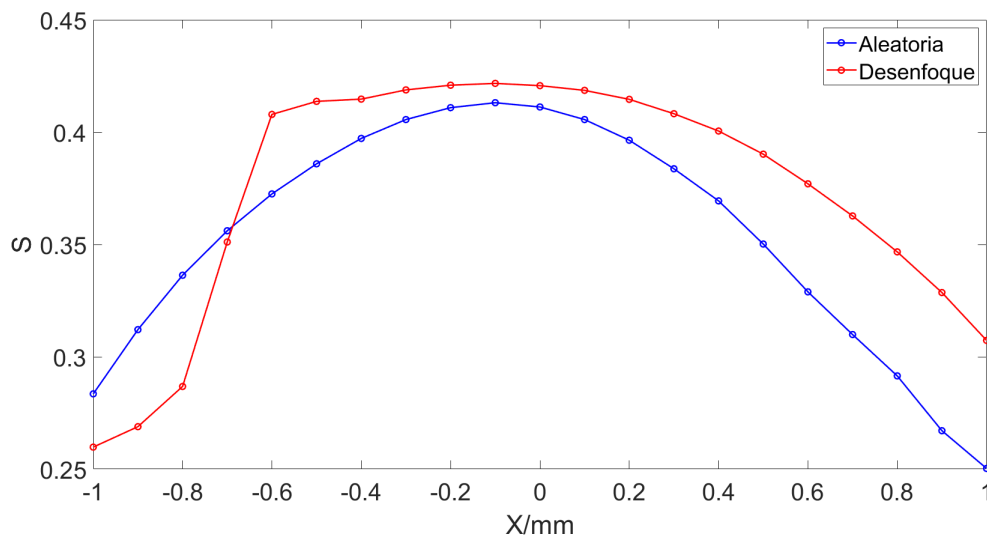


Figura 4.17: Cociente de Strehl en función de la posición de la máscara central del PDI.

En esta gráfica se puede ver que en ambos casos el Strehl más alto no se consigue cuando la máscara está centrada, sino cuando esta está 0.1 mm desplazada hacia la primera lente del dispositivo. Además el Strehl decrece más y más rápido en ambos casos si la máscara central se mueve hacia la segunda lente. También se puede ver que para la aberración de desenfoque aparece un comportamiento marcadamente diferente, se aprecia una brusca disminución del Strehl cuando se desplaza 0.7 mm hacia la primera lente. Estos efectos no se pueden explicar completamente con el argumento desarrollado en el párrafo anterior. Sin embargo, puesto que aquí solo se están estudiando dos situaciones concretas dentro de una casuística extensa, estos comportamientos que parecen propios de las dos aberraciones que en particular se están estudiando podrían no ser representativos del comportamiento del PDI. Como se ha dicho antes, sería necesario un estudio más extenso para un amplio rango de aberraciones.

## 4.7. Efecto del ancho de banda

Hasta este punto solo se ha realizado un estudio monocromático del interferómetro. Es ahora el momento de analizar el efecto que tiene en la corrección el ancho de banda de la luz empleada. En este dispositivo de sensado de frente de onda hay dos elementos que pueden presentar diferentes comportamientos en función de la longitud de onda: las lentes del sistema  $4f$  y la máscara de amplitud intermedia. En cuanto a lo primero, no se va a considerar el posible carácter dispersivo de las lentes, es decir, la distancia focal utilizada va a ser la misma para todas las longitudes de onda. Esta simplificación es menos restrictiva de lo que inicialmente pueda parecer puesto que en un experimento real se podrían emplear lentes acromáticas o incluso espejos, instrumentos que no presentan aberración cromática, por lo que este efecto no sería un problema. En cuanto al segundo elemento, se ha utilizado el modelo del filtro de amplitud desarrollado en la sección 4.2.

En este caso, se ha podido realizar el cálculo en paralelo de 12 longitudes de onda gracias a la rutina *'prop\_run\_multi'* la cual permite la ejecución simultánea de una función utilizando cada uno de los procesadores lógicos del ordenador. La manera de actuar ha sido la siguiente. De cada longitud de onda se ha obtenido el interferograma correspondiente y los 12 resultados han sido entonces promediados de la misma manera que se hizo en el capítulo 3. A partir del interferograma promediado se ha creado una única pantalla correctora la cual ha sido utilizada para corregir cada longitud de onda por separado y las 12 imágenes corregidas han sido también debidamente promediadas para obtener el resultado final de la corrección.

Por otro lado, aunque se ha empleado el mismo mapa de error  $\Delta$  para todas las longitudes de onda, eso no quiere decir que la aberración de la que sufre el frente de onda de cada una de ellas también sea la misma. Esto es debido a que el cambio de fase que introduce este mapa de error viene dado de la siguiente manera,

$$e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta}$$

Aquí se puede ver que, aunque esta función sea la misma para cada longitud de onda, en este cambio de fase aparece un factor  $2\pi/\lambda$ , por lo que la aberración aplicada es diferente para cada una de ellas.

En la Figura 4.18 aparecen todos los interferogramas calculados para cada longitud de onda así como el promedio de todos ellos. Se muestran los resultados utilizando tanto una anchura espectral de 100 nm (utilizando longitudes de onda de 0.585, 0.594, 0.603, 0.612, 0.621, 0.630, 0.639, 0.648, 0.657, 0.666, 0.675 y 0.685 micras)(Figura 4.18, columna izquierda) como una de 200 nm (empleando longitudes de onda de 0.535, 0.553, 0.571, 0.589, 0.607, 0.625, 0.644, 0.662, 0.680, 0.698, 0.716 y 0.735 micras) (Figura 4.18, columna derecha) . En estos patrones se puede observar que no todos presentan la misma intensidad. Esto es debido al carácter dispersivo de la máscara central, i.e., los factores de transmisión no son los mismos para todas las frecuencias. Por otro lado, es fácil ver que los picos no ocurren exactamente en las mismas posiciones, reflejando el hecho de que el cambio en la fase debido tanto a la

aberración como a la pantalla del PDI son también dispersivos. Cuando la anchura espectral de la luz utilizada es de 100 nm los máximos todavía ocurren en posiciones muy parecidas, sin embargo, cuando se utiliza un espectro dos veces más ancho, de 200 nm, estos ya aparecen en lugares marcadamente diferentes, es decir, los interferogramas de cada longitud de onda difieren mucho entre sí, por lo que se puede esperar que la pantalla correctora que se obtiene mediante la umbralización del patrón de interferencia promedio no sirva para compensar cada longitud de onda por separado, lo que se traduciría en una disminución en la efectividad de la corrección.

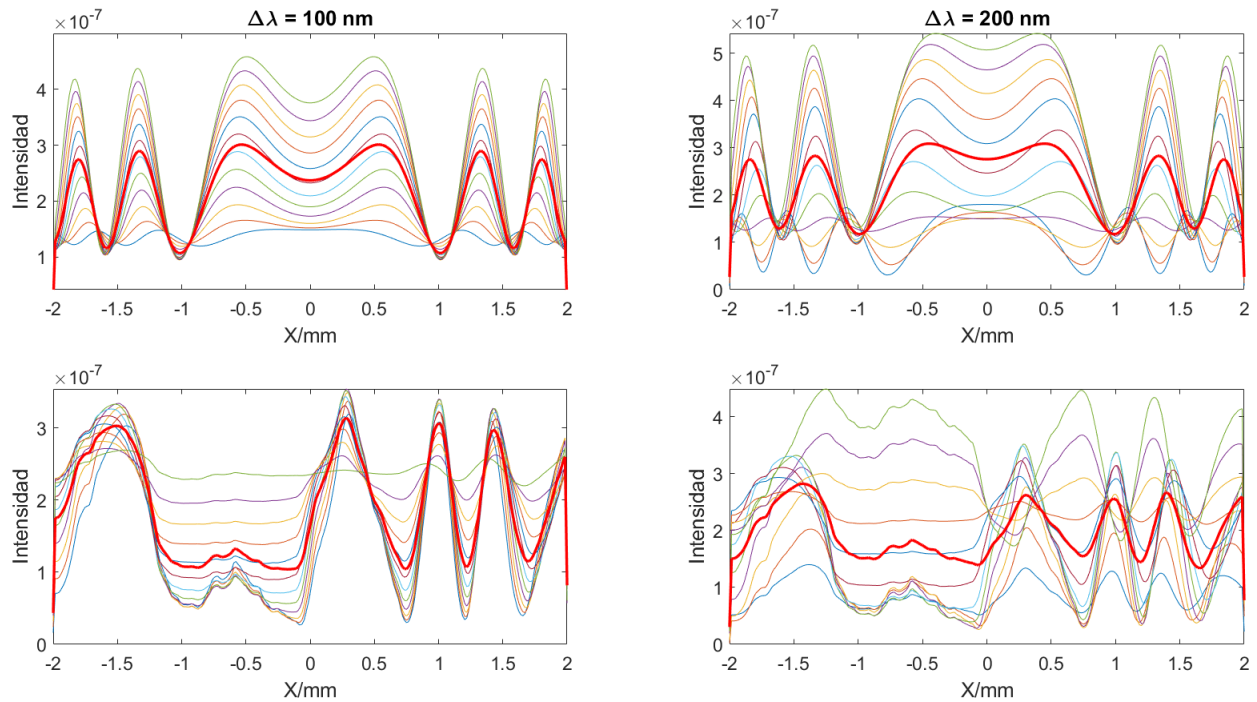


Figura 4.18: Interferogramas calculados para cada longitud de onda. Se muestran tanto los resultados obtenidos aplicando la aberración de desenfoque (arriba) como la aleatoria (abajo). La línea roja gruesa se trata del patrón de interferencia promedio.

En la Figura 4.19 se muestran las imágenes que generan los frentes de onda aberrados para las aberraciones de desenfoque y aleatoria (primera columna). También aparecen las imágenes obtenidas para los frentes de onda una vez corregidos de nuevo para cada una de las aberraciones estudiadas (segunda columna). Se puede ver que, en el caso de la anchura de 100 nm, el cociente de Strehl obtenido tras la corrección ha sido 0.38 para la aberración de desenfoque y 0.35 para la aleatoria (Figura 4.19, segunda columna, trazo azul). En estos dos casos ocurre que aunque se ve algo reducida, la corrección no deja de ser buena. Sin embargo, si la anchura espectral de la luz se aumenta hasta los 200 nm, los valores del Strehl caen hasta 0.25 y 0.23 respectivamente (Figura 4.19, segunda columna, trazo rojo), por lo que la compensación parece no ser tan efectiva como antes. Con todo esto se puede concluir que para estas aberraciones el dispositivo es capaz de corregir de manera exitosa luz policromática siempre y cuando se trabaje con una anchura espectral lo suficientemente estrecha.

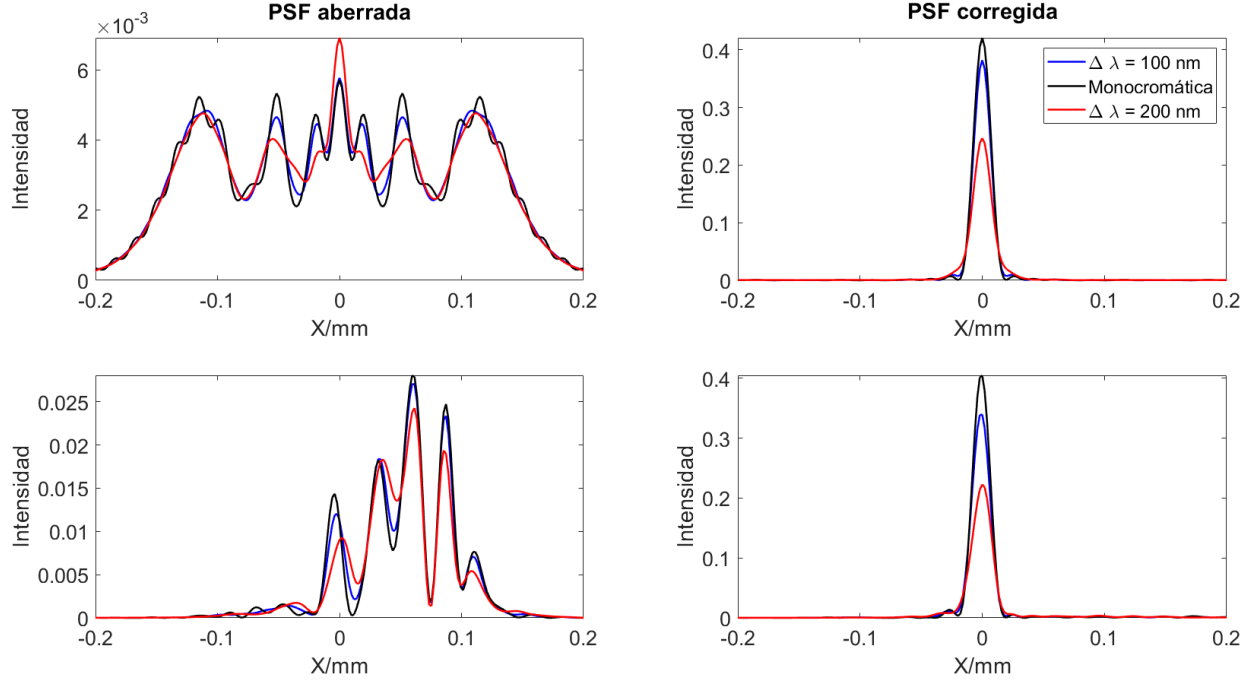


Figura 4.19: Psf de los frentes de onda aberrados y corregidos usando diferentes anchuras espectrales. Se muestran los resultados aplicando la aberración de desenfoque (arriba) y la aleatoria (abajo).

En la Figura 4.20 se pueden ver las pantallas correctoras calculadas para las longitudes de onda más corta (primera fila) y más larga (última fila) dentro de la anchura espectral considerada (200 nm en este caso) así como la calculada con el interferograma promedio (fila central). Se puede ver aquí la pantalla correctora de la longitud de onda más larga todavía tiene una forma semejante a la obtenida con el promedio, por lo que es de esperar que esta sea capaz de corregirla de manera efectiva, mientras que la de la más corta de todas presenta grandes discrepancias respecto a esta, por lo que la corrección no debería en principio funcionar. Es decir, que cuanto menos se parezca el interferograma calculado individualmente para cada longitud de onda al patrón de interferencia promedio peor funcionará la compensación binaria, lo que explica que al aumentar la anchura espectral el cociente de Strehl conseguido sea más bajo, puesto que, tal y como se puede ver en la Figura 4.18, muchos de estos patrones de interferencia discrepan en gran medida con el promedio.

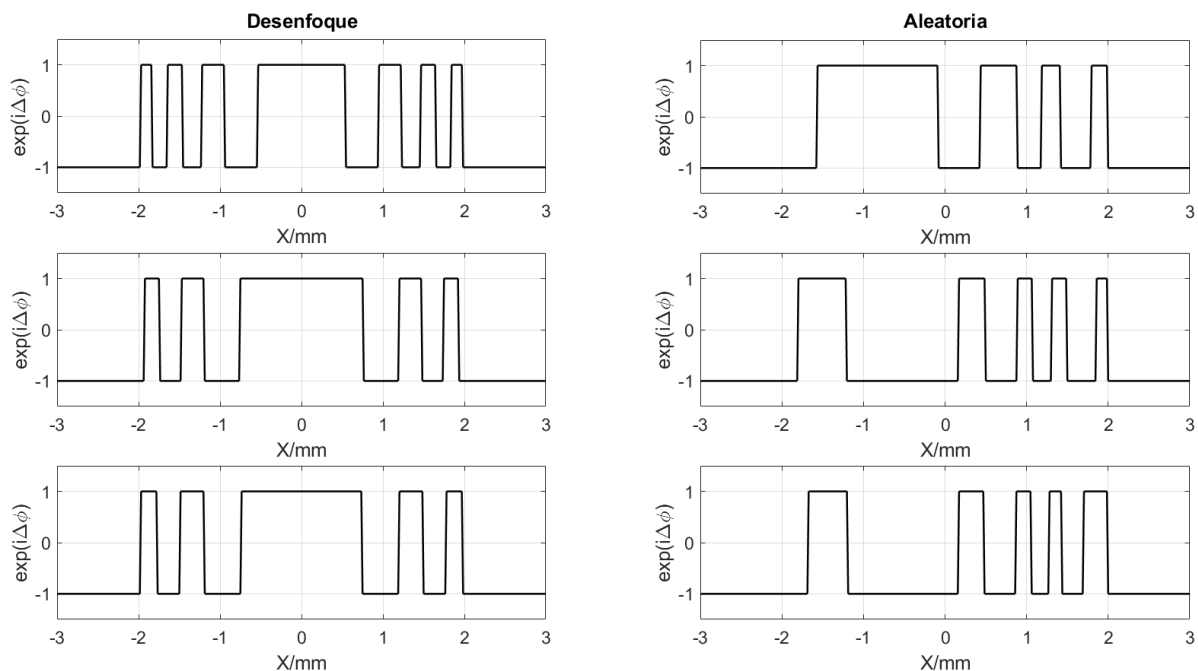


Figura 4.20: Pantallas correctoras calculadas a partir de los interferogramas en tres casos distintos: longitud de onda más corta (arriba), interferograma promedio (centro) y longitud de onda más larga (abajo). Solo se muestran los resultados para la anchura espectral de 200 nm.

# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo se han realizado simulaciones numéricas de la propagación de la luz en dos sistemas ópticos reales, un coronógrafo de Lyot y un sensor de frente de onda PDI. Para ello se han desarrollado códigos propios en Matlab que incluyen rutinas pertenecientes a la biblioteca de software PROPER. Las principales conclusiones del proyecto son las siguientes.

En primer lugar, a partir de las simulaciones del coronógrafo de Lyot, se ha podido verificar de manera exitosa el funcionamiento de las rutinas de la biblioteca de software PROPER. Se ha podido comprobar que los cálculos llevados a cabo con ellas conducen a resultados correctos y no introducen ningún error de tipo numérico apreciable. La comparación de estos resultados con los calculados tanto a partir de la teoría como utilizando otros cálculos previos ponen de manifiesto esta afirmación.

Además, la biblioteca también ha permitido la obtención de resultados que eran muy difíciles de calcular con el procedimiento anterior. El cálculo realizado a partir de las nuevas rutinas utilizando luz policromática ha permitido concluir que este conduce a resultados análogos a los que se pueden deducir de un cálculo únicamente monocromático, siempre y cuando la anchura espectral de la luz considerada sea lo suficientemente estrecha.

La inclusión en el modelo del tamaño finito del píxel de la cámara que registra las imágenes puso en evidencia su efecto (un suavizado de la curva) en la resolución final del instrumento.

Para comparar con la imagen coronográfica real del un sistema binario (HD 112196), se realizó la simulación con PROPER comprobando cómo la simulación reproducía el contraste de la imagen experimental. Como ya se ha dicho anteriormente, para poder realizar una comparación directa se tendrían que haber tenido en cuenta fuentes de distorsión como puede ser la atmósfera, algo que se podría incluir en un trabajo posterior.

El segundo sistema óptico modelado fue el dispositivo de óptica adaptativa binaria del grupo de óptica, con especial atención al comportamiento del sensor de frente de onda PDI. En base a los interferogramas que se han calculado usando el PDI se han obtenido pantallas de corrección binarias utilizadas posteriormente para la corrección de los frentes de onda, observando el comportamiento esperado. Se estudiaron las dos máscaras disponibles (ampli-

tud y fase) viendo que para las dos aberraciones consideradas, determinista y aleatoria, el interferómetro sensa mejor los frentes de onda cuando se utiliza la máscara de amplitud.

El sensado empieza a ser adecuado para realizar una corrección binaria cuando se utilizan en el sistema 4f lentes de distancias focales lo suficientemente grandes, superiores a los 6 cm aproximadamente, aunque de cara a un experimento real no se deben emplear focales demasiado grandes para que el interferograma tenga la intensidad y contraste suficientes como para ser medido correctamente.

Con relación a la posición de la máscara en el sensor, parece que se consiguen mejores valores del cociente de Strehl cuando en el PDI la máscara se encuentra aproximadamente en el plano focal imagen de la primera lente del mismo. El cociente cae rápidamente si la máscara se encuentra desplazada hacia cualquiera de las lentes, aunque el sistema parece ser bastante tolerante ya que no es hasta desplazamientos de 1 mm que el Strehl no baja de 0.3.

La efectividad del interferómetro a la hora del sensado del frente de onda no parece verse muy afectado por el uso de luz policromática siempre y cuando esta tenga una anchura espectral lo suficientemente estrecha. Se ha podido observar que al considerar una anchura de 100 nm los frentes de onda eran sensados y corregidos con éxito. Sin embargo, al duplicar la anchura espectral los valores del cociente de Strehl conseguidos han sido mucho más bajos que en el caso monocromático.

Por motivos de tiempo y extensión, en el presente proyecto no se ha podido realizar este estudio del PDI con todo el nivel de detalle posible. En primer lugar, aquí solo se han mostrado resultados para dos aberraciones débiles concretas. Para realizar un estudio más detallado de este dispositivo se debería generar un gran número de pantallas de fase con una estadística determinada para después analizar el comportamiento promedio del PDI para este conjunto de pantallas.

Para las máscaras de corrección binaria, en todas las simulaciones que se han hecho, el tamaño del elemento más pequeño de las máscaras (píxel) se ha tomado igual al del muestreo en la simulación de los interferogramas. En una situación real estas pantallas correctoras serían aplicadas por un modulador espacial de luz o SLM el cual también tiene un cierto tamaño de píxel. Un estudio más detallado debería tener en cuenta esta consideración aunque, en cualquier caso, se esperaría que la efectividad de la corrección se viera comprometida al utilizar un píxel más grande.

Un modulador espacial de luz como el que se utilizó en el experimento en el que se basa este trabajo consta de una serie de celdas que al aplicarlas un cierto voltaje adquieren un determinado índice de refracción, lo que permite cambiar localmente la fase. En este trabajo no se ha considerado el carácter dispersivo que podría presentar este dispositivo, algo que podría influir en los resultados obtenidos, así que el estudio de su efecto en la compensación sería una continuación natural de este trabajo.

Desde el punto de vista de formación, el trabajo realizado durante estos aproximadamente



cinco meses ha servido para estudiar la teoría difraccional de la formación de imágenes u Óptica de Fourier en profundidad. Durante el grado esta teoría es estudiada aunque no con el nivel de detalle de este proyecto. En particular, se ha podido estudiar la aproximación de espectro angular, algo que no fue impartido durante la carrera.

Por otra parte, se ha aprendido a utilizar las rutinas PROPER (estado del arte en la simulación de propagación de la luz en muchos aspectos), lo que ha permitido además adquirir destreza en programación con Matlab y conocimientos acerca de la simulación de la propagación de la luz desde el punto de vista de la óptica física. Este trabajo ha servido también como iniciación al procesamiento de funciones en paralelo, puesto que hay que definir estas adecuadamente para este propósito.

Finalmente, el modelado del interferómetro de punto de difracción ha permitido conocer la física que hay detrás de su funcionamiento y también se ha podido realizar una introducción a la técnica de la óptica adaptativa binaria como método de corrección de frentes de onda aberrados.

# Bibliografía

- [1] Goodman, J. W. (2016). "Introduction to Fourier Optics" (3<sup>a</sup> ed.). McGraw-Hill College.
- [2] Casas, J. (1994). "Óptica" (7<sup>a</sup> ed.). L. Pons.
- [3] G. C. Sherman (1967). Application of the convolution theorem to Rayleigh's integral formulas. J. Opt. Soc. Am., 57, 546.
- [4] Voelz, D. G. (2011). "Computational Fourier Optics: A MATLAB Tutorial". SPIE-International Society for Optical Engine.
- [5] Krist, J. (2007), PROPER: an optical propagation library for IDL, Proc. SPIE, 6675, 66700P.
- [6] Krist, J. (2021, 22 abril). PROPER: An Optical Propagation Library. Recuperado el 21/06/2021 de <http://proper-library.sourceforge.net/>
- [7] Cagigas, M. A., Valle, P. J., Cagigal, M. P., Prieto-Blanco, X., Pérez-Garrido, A., Villo-Pérez, I., Femenía, B., Pérez-Prieto, J. A., Rodríguez, L. F., López, R., Oscoz, A., & Rebolo, R. (2014). Experimental validation of Lyot stop apodization in ground-based coronagraphy. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 446(1), 627–632. <https://doi.org/10.1093/mnras/stu2071>
- [8] Schmidt, J. D. (2010). "Numerical Simulation of Optical Wave Propagation with Examples in MATLAB". SPIE.
- [9] William Herschel Telescope. (2021, 10 febrero). Isaac Newton Group of Telescopes. <http://www.ing.iac.es/Astronomy/telescopes/wht/> (Consultado el 25/05/2021)
- [10] Cagigas, M. A., Valle, P. J., & Cagigal, M. P. (2013). Super-Gaussian apodization in ground based telescopes for high contrast coronagraph imaging. Optics Express, 21(10), 12744. <https://doi.org/10.1364/oe.21.012744>
- [11] Cagigal, M. P., Fuentes, A., Cagigas, M. A., Valle, P. J., Prieto-Blanco, X., & Canales, V. F. (2019). Quaternary adaptive optics. Optics Express, 27(17), 24524. <https://doi.org/10.1364/oe.27.024524>
- [12] Love, G. D., Andrews, N., Birch, P., Buscher, D., Doel, P., Dunlop, C., Major, J., Myers, R., Purvis, A., Sharples, R., Vick, A., Zdrozny, A., Restaino, S. R., & Glindemann, A. (1995). Binary adaptive optics: atmospheric wave-front correction with a half-wave phase shifter. Applied Optics, 34(27), 6058. <https://doi.org/10.1364/ao.34.006058>
- [13] Cagigal, M. P., Valle, P. J., Canales, V. F., & Cagigas, M. A. (2017). Binary Adaptive Optics. Proceedings of the Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes. Published. <https://doi.org/10.26698/ao4elt5.0006>
- [14] RefractiveIndex.INFO - Refractive index database. (2021). Refractive Index Database. Recuperado el 21/06/2021 de <https://refractiveindex.info/>

# Apéndice A

## Ejemplo del código Matlab utilizado en el capítulo 3.

En las siguientes líneas se muestra el código utilizado para representar el coronógrafo de Lyot. Se puede ver que tiene la estructura general que tiene que tener toda función PROPER, la cual se desarrolló en el segundo capítulo de la memoria, y todas las demás llamadas a funciones utilizadas para definir el sistema. Para ejecutarlo bastaría con introducir en Matlab la siguiente línea:

$$[psf, sampling] = prop\_run('coronagraph', wavelength, n, 'PASSVALUE', optval);$$

donde *wavelength* es la longitud de onda en micras, *n* es el número de puntos de la matriz computacional y *optval* es un array estructura que debe incluir todos los parámetros necesarios para la ejecución.

```
1 function [psf,sampling] = coronagraph(wavelength, n, optval)
2
3 %% Datos
4 % Parametros iniciales
5 diam = optval.diam; % Diametro del haz (m)
6 bdf = optval.bdf; % beam_diameter_fraction Razon haz/grid
7 nc = fix(n/2)+1; % posicion del centro
8 %Tamaño de la mascara (primer obtaculo) del coronografo
9 primerObstaculo = optval.primerObstaculo; % En lambda/D
10
11 %Lyot
12 circuloGrande = optval.circuloGrande; % En unidades de D
13 circuloPequenho = optval.circuloPequenho; % En unidades de D
14
15 %Lyot supergaussiano
16 centroLyotSG = optval.centroLyotSG; % En unidades de D
17 sigma = optval.sigma; % En unidades de D
18 exponent = optval.exponent;
19
20 %% Onda inicial
```

```

21 % Creacion del haz
22   bm = prop.begin(diam, wavelength, n, bdf);
23
24 % Creacion de la pupila de entrada al telescopio
25   bm = prop.circular_aperture(bm, 4.180/2);
26   bm = prop.circular_obscuration(bm, 1.210/2);
27
28 % Renormalizacion, hace la intensidad total de la pupila igual a 1.
29   bm = prop.define_entrance(bm);
30
31 % Añadimos la fase para simular el caso del planeta
32   if optval.ejecucionSimplePlaneta == 1
33       [bm,wfe] = prop.zernikes(bm,2,9.5*0.85e-6);
34   end
35
36 %% PP1 -> TELESCOPIO -> PF1
37   bm = prop.propagate(bm, 46.419, 'surface_name', 'PP1-TELESCOPIO');
38   bm = prop.lens(bm, 46.419, 'L0:TELESCOPIO');
39   bm = prop.propagate(bm, 46.419, 'surface_name', 'L0-PF1');
40
41 % Renormalizacion, hace la intensidad en el centro igual a 1.
42   if optval.ejecucionSimplePlaneta == 0
43       Amp_PF1 = prop.get_amplitude(bm);
44       MaxAmp = max(max(Amp_PF1));
45       bm = prop.divide(bm, MaxAmp);
46   else
47       bm = prop.divide(bm, optval.ampMax*40);
48   end
49
50 % Coordenadas
51   x = [-n/2:n/2-1] * prop.get_sampling(bm); % posicion lineal en metros
52   factor_DFL = 4.180 / 46.419 / wavelength; % inversa de lambda*F/D
53   x1D = x*factor_DFL; % posicion angular en unidades lambda/D
54   Amp_PF1 = prop.get_amplitude(bm);
55   Int_PF1 = Amp_PF1(nc, :).^2;
56
57 %Figura
58   if optval.figuras == 1
59       CreaFigural(x1D, Int_PF1);
60   end
61
62 %% ZOOM L1(0.0254m) + L2(0.5m) -> PF2
63   bm = prop.propagate(bm, 0.0254, 'surface_name', 'PF1-L1');
64   bm = prop.lens(bm, 0.0254, 'L1');
65   bm = prop.propagate(bm, (0.0254 + 0.5), 'surface_name', 'L1-L2');
66   bm = prop.lens(bm, 0.5, 'L2');
67   bm = prop.propagate(bm, 0.5, 'surface_name', 'L2-PF2');
68
69 % Coordenadas
70   x2 = [-n/2:n/2-1] * prop.get_sampling(bm); % posicion lineal en metros
71   factor_DFL = factor_DFL * 0.0254 / 0.5; % incluye aumento entre PF1 y ...
72       PF2. beta^-1 = F1/F2
73   x21D = x2*factor_DFL; % Debe ser igual a x1D
74   Amp_PF2 = prop.get_amplitude(bm);

```

```

74 Int_PF2 = Amp_PF2(nc, :).^2;
75
76 %Figura
77 if optval.figuras == 1
78     CreaFigura2 (x2lD, Int_PF1, Int_PF2);
79 end
80
81 %% Máscara Coronografo
82 if optval.aplicarPrimerObstaculo == 1
83     if optval.ejecucionSimpleMulti == 1
84         radioApertura = (primerObstaculo)/2;
85         bm = prop_circular.obscuration(bm, radioApertura);
86     else
87         radioApertura = (primerObstaculo) / factor_DFL; % Lo pasamos a ...
88             metros.
89         bm = prop_circular.obscuration(bm, radioApertura);
90     end
91 end
92 Amp_PF2M = prop_get_amplitude(bm);
93 Int_PF2M = Amp_PF2M(nc, :).^2;
94
95 %Figura
96 if optval.figuras == 1
97     CreaFigura3 (x2lD, Int_PF2, Int_PF2M);
98 end
99
100 %% PF3 -> L3(1m) -> PP3 Plano Lyot
101 bm = prop_propagate(bm, 1.0, 'surface_name', 'PF2-L3');
102 bm = prop_lens(bm, 1.0, 'L3');
103 bm = prop_propagate(bm, 1.0, 'surface_name', 'L3-PP3');
104
105 %Coordenadas
106 xp = [-n/2:n/2-1] * prop_get_sampling(bm) / prop_get_beamradius(bm) ...
107     /2; % posicion en unidades de D
108 Amp_PP3 = prop_get_amplitude(bm);
109 Amp1_PP3 = Amp_PP3(nc, :);
110
111 %% Lyot
112 if optval.aplicarLyot == 1
113     HE = prop_ellipse(bm, circuloGrande, circuloGrande, 'norm');
114     HE = HE .* prop_ellipse(bm, circuloPequenho, circuloPequenho, ...
115         'dark', 'norm');
116     filtro = HE;
117     bm = prop_multiply(bm, filtro);
118 end
119 if optval.aplicarLyotSG == 1
120     radios = prop_radius(bm, 'norm');
121     filtro = exp(-abs((radios-centroLyotSG)/sigma).^exponent);
122     bm = prop_multiply(bm, filtro);
123 end
124 Amp_PP3L = prop_get_amplitude(bm);

```

```

125     Amp1_PP3L = Amp_PP3L(nc, :);
126
127     %Figura
128     if optval.figuras == 1
129         CreaFigura5 (xp, Amp1_PP3, Amp1_PP3L, filtro1)
130     end
131
132     %% PP3 -> L4(0.5m) -> PF3 Plano Imagen
133     bm = prop_propagate(bm, 0.5, 'surface_name', 'PP3-L4');
134     bm = prop_lens(bm, 0.5, 'L4');
135     bm = prop_propagate(bm, 0.5, 'surface_name', 'PF3(CCD)');
136
137     %Coordenadas
138     x3 = [-n/2:n/2-1] * prop_get_sampling(bm); % en metros
139     factor_DFL = factor_DFL * 1.0 / 0.5; %Incluye aumento entre PF2 y ...
140         PF3. beta = F3/F4.
141     x3lD = x3*factor_DFL; % Debe ser igual a x1D
142     Amp_PF3 = prop_get_amplitude(bm);
143     Int_PF3 = Amp_PF3(nc, :).^2;
144
145     %Figura
146     if optval.figuras == 1
147         CreaFigura6 (x3lD, Int_PF2, Int_PF3)
148     end
149
150     %% Salida de la psf
151     [psf, sampling] = prop_end(bm);
152
153 end
154
155
156
157 %% Figura 1.
158 % Funcion que crea un figura con la distribucion del campo en el PF1.
159 % X e Y son dos vectores que contienen la distancia y la intensidad del
160 % campo respectivamente. La funcion supone que el vector X es introducido
161 % en unidades de lambda/D
162 function CreaFigura1 (X, Y)
163 n = size(X,2);
164 nc = n/2 + 1;
165 psf=abs(Mairy(X) - 0.2895^2 * Mairy(X*0.2895));
166 psf = psf / (1 - (1210/4180)^2);
167 psf = psf.^2;
168 figure(1)
169 semilogy(X(nc:end), psf(nc:end), 'r', X(nc:end), Y(nc:end), 'b')
170 title('Intensidad en PF1')
171 axis([0 127.9 -inf inf])
172 xlabel ('Lambda/D')
173 ylabel ('Intensidad')
174 legend ('Psf teo', 'Psf cal')
175 end
176 %% Figura 2.
177 % Funcion que crea un figura con la distribucion del campo en el PF1 y en

```

```

178 % PF2 antes de aplicar la mascara. X es un vector que contiene la distancia
179 % Y1 contiene la intensidad en PF1 e Y2 en PF2. El programa supone que X
180 % esta en unidades de lambda/D.
181 function CreaFigura2 (X, Y1, Y2)
182 n = size(X,2); nc = n/2 + 1;
183 figure(2)
184 psf2 = abs(Mairy(X) - 0.2895^2 * Mairy(X*0.2895));
185 psf2 = psf2 / (1 - (1210/4180)^2);
186 psf2 = psf2 .^2;
187 semilogy(X(nc:end), psf2(nc:end), 'r', ...
188           X(nc:end), Y1(nc:end), 'b', ...
189           X(nc:end), Y2(nc:end), 'k.')
```

190 title('Intensidad del campo en PF2')

191 axis([0 127.9 -inf inf])

192 xlabel ('\lambda/D')

193 ylabel('Intensidad')

194 legend ('Psf teo', 'Psf PF1', 'Psf PF2')

195 end

196 %% Figura 3.

197 % Funcion que pinta la intensidad del campo en PF2 antes y despues de

198 % aplicar la mascara. X tiene que estar en unidades de lambda/D

199 function CreaFigura3 (X, Y1, Y2)

200 n = size(X,2); nc = n/2 + 1;

201 figure (3)

202 semilogy(X(nc:end), Y1(nc:end), 'r', X(nc:end), Y2(nc:end), 'b')

203 title('Intensidad del campo en PF2, máscara')

204 xlabel ('Lambda/D')

205 ylabel('Intensidad')

206 legend ('Psf PF2', 'Psf PF2M')

207 end

208 %% Figura 5

209 % Funcion que pinta la amplitud del campo en PP3 antes y despues de aplicar

210 % la mascara Lyot. X tiene que estar en unidades de D

211 function CreaFigura5 (X, Y1, Y2, Y3)

212 n = size(X,2);

213 figure (5)

214 plot(X, Y1, 'r', X, 2\*Y2, 'b')

215 axis ([-0.8 0.8 -inf inf])

216 title('Amplitud en PP3')

217 xlabel ('x/D')

218 ylabel ('Amplitud')

219 hold on

220 plot(X, Y3\*max(Y1), 'k')

221 hold off

222 legend ('Pre Lyot', 'Pos Lyot x2', 'Lyot SG')

223 end

224 %% Figura 6.

225 % Funcion que pinta la intensidad del campo en PF3 y PF2. X tiene que estar

226 % en unidades de lambda/D

227 function CreaFigura6 (X, Y1, Y2)

228 n = size(X,2); nc = n/2 + 1;

229 figure(6)

230 psf3 = abs(Mairy(X) - 0.2895^2 \* Mairy(X\*0.2895));

231 psf3 = psf3 / (1 - (1210/4180)^2);

```

232 psf3 = psf3 .^2;
233 semilogy(X(nc:end), psf3(nc:end), 'r:', ...
234           X(nc:end), Y1(nc:end), 'b', ...
235           X(nc:end), Y2(nc:end), 'k')
236 axis ([0 60 10^-15 1])
237 title('Intensidad del campo en PF3')
238 xlabel ('Lambda/D')
239 ylabel ('Intensidad')
240 legend ('Psf teo', 'Psf PF2', 'Psf PF3')
241 end
242 %% Figuras teoricas.
243 % Se utiliza para crear los patrones de difraccion teoricos
244 function y=Mairy(x)
245     y = ones(size(x));
246     isNonZero = x~=0;
247     y(isNonZero) = 2* besselj(1, pi*x(isNonZero))./(pi*x(isNonZero));
248 end

```



## Apéndice B

### Ejemplo del código Matlab utilizado en el capítulo 4.

En este apéndice aparece el código utilizado para definir el PDI que utiliza la máscara de amplitud. De nuevo, se puede ejecutar mediante la siguiente instrucción:

`[psf, sampling] = prop_run('PDI_amplitud', wavelength, n, 'PASSVALUE', optval);`

```
1 function [psf,sampling] = PDI.amplitud(wavelength, n, optval)
2     %% Datos
3     % Parametros iniciales
4     diam = optval.diam; % Diametro del haz (m)
5     bdf = optval.bdf; % beam.diameter.fraction Razon haz/grid
6     t = 0.0922/0.9572; %Transmision de la mascara;
7     r_a = 7e-6; %Radio mascara de amplitud
8     fase = 0.8077; %Fase que añade la mascara en radianes
9
10    focal = 0.05; %Distancia focal de las lentes del sistema 4f
11    nc = fix(n/2)+1;
12    %% Onda inicial
13    % Creacion del haz
14    bm = prop.begin(diam, wavelength, n, bdf);
15    bm = prop.circular_aperture(bm, 0.004/2);
16    bm = prop.define_entrance(bm);
17
18    % Frente de onda plano/Zernique/aleatorio
19    if optval.aberraciones == 1
20        if optval.zernikes == 1
21            [bm, wfe] = prop.zernikes(bm, optval.numeroZernikes, ...
22                                     optval.coefZernikes*1e-6);
23        else
24            [bm, wfe] = prop.psd_errormap(bm, optval.a, optval.b, ...
25                                         optval.c, 'RMS', 'FILE', 'mapa.fits');
26        end
27    end
28
29    %% PDI: P_entrada -> L1 -> Máscara -> L2 -> P_salida
```

```

28
29     desp = -0.000; % Desplazamiento de la mascara del centro
30
31     bm = prop_propagate(bm, focal, 'surface_name', 'L1');
32     bm = prop_lens(bm, focal, 'L1');
33     bm = prop_propagate(bm, focal+desp, 'surface_name', 'Máscara');
34
35     %%Máscara de amplitud (con fase)
36     masc = ones(n);
37     radios = prop_radius(bm);
38     cond = radios > r_a;
39     masc(cond) = t * exp(1i*fase);
40     bm = prop_multiply(bm, masc);
41
42     bm = prop_propagate(bm, focal-desp, 'surface_name', 'L2');
43     bm = prop_lens(bm, focal, 'L2');
44     bm = prop_propagate(bm, focal, 'surface_name', 'P_salida');
45
46     %% Salida del interferograma
47     [psf, sampling] = prop_end(bm);
48
49 end

```